www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

13e JAARGANG No. 12, blz. 353-388 DECEMBER 1951

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE MET IMPULSEN GESYNCHRONISEERDE OSCILLATOR, EEN SYSTEEM VOOR FREQUENTIESTABILISATIE

door E. H. HUGENHOLTZ *).

621.396.615.12:621.316.726

Met de invoering van het kwartskristal in de radiotechniek, omstreeks 25 jaar geleden, was het probleem om een oscillator met een constante frequentie te verkrijgen, opgelost. Een nadeel van een kristal is echter dat het slechts voor één frequentie geschikt is, zodat voor zenders die op verschillende frequenties moeten werken, bij de gebruikelijke schakelingen, verscheidene kristallen nodig zijn, terwijl voor een zender met een continu variabele frequentie een kristal niet kan worden gebruikt.

In dit artikel wordt een methode beschreven waardoor met behulp van slechts één kristal toch spanningen met een reeks zeer stabiele frequenties kunnen worden opgewekt. Desgewenst kan ook een spanning met een continu variabele, doch eveneens zeer stabiele, frequentie worden verkregen.

Inleiding

Door het toenemen van de verkeersintensiteit en het verkeerstempo doen zich bij radiozenders en -ontvangers twee belangrijke problemen voor met betrekking tot de frequentie van de gebruikte oscillatoren, nl. :

a) een grote nauwkeurigheid waarmede de frequentie moet kunnen worden ingesteld;
b) een grote stabiliteit van de ingestelde frequentie bij verandering van de bedrijfsomstandigheden, zoals bijv. de omgevingstemperatuur of de grootte van de voedingspanningen van de buizen.

Soms is het bovendien gewenst, dat de frequentie in een betrekkelijk korte tijd kan worden gewijzigd.

Voor zenders die slechts op één bepaalde frequentie behoeven te werken en waarbij met wijziging van deze frequentie slechts in zeer geringe mate rekening behoeft te worden gehouden, zoals bijv. bij omroepzenders het geval is, wordt tegenwoordig steeds gebruik gemaakt van een kwartskristal [1]), dat meestal in een thermostaat is geplaatst. Ook wanneer een zender is ingericht voor het werken op enkele frequenties, die naar verkiezing kunnen worden ingesteld, kan men nog van kwartskristallen gebruik maken. Voor iedere frequentie dient dan een kristal aanwezig te zijn. De thermostaat, waarin de kristallen zijn geplaatst, moet dan groot zijn. Een der bezwaren hiervan is, dat de tijd die verloopt voordat zich na het inschakelen de gewenste temperatuur heeft ingesteld, vrij lang wordt, wat bij mobiele installaties moeilijkheden kan geven. Ten slotte kan ook de prijs van het grote aantal benodigde kwartskristallen een bezwaar vormen.

Moet de frequentie van een oscillator in een bepaald gebied continu variabel zijn, dan wordt in het algemeen een oscillatorkring met een variabele condensator toegepast. Door verschillende maatregelen wordt er dan voor gezorgd dat de oscillatorfrequentie zo weinig mogelijk van de bedrijfsomstandigheden afhangt. Zo wordt compensatie toegepast voor frequentievariaties die ten gevolge van temperatuurveranderingen optreden, terwijl een grote instellingsnauwkeurigheid kan worden verkregen door het gewenste frequentiegebied te splitsen in een aantal kleinere gebieden, waarop kan worden ingesteld door het omschakelen van spoelen. De installatie wordt hierdoor echter vaak vrij gecompliceerd, terwijl ook aan de meestal gestelde eis van direct afleesbare schalen niet met eenvoudige middelen is te voldoen. Bovendien is de bereikbare frequentiestabiliteit steeds minder groot dan bij gebruik van een kwartskristal.

Wanneer de frequentie slechts in een beperkt

*) N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie, Hilversum.
[1]) Zie bijv. J. C. B. Missel, Piëzo-electrische materialen, Philips techn. T. **11**, 145-150, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gebied continu variabel behoeft te zijn, kan een hoge mate van frequentiestabiliteit worden verkregen met een schakeling waarvan het principe in *fig. 1* is weergegeven. Is bijv. een spanning gewenst met een frequentie die kan worden gevarieerd tussen 1 en 1,1 MHz, dan kan deze spanning worden verkregen door aan een mengbuis *M* twee spanningen toe te voeren waarvan de ene wordt geleverd door een kristaloscillator *KO*, met een frequentie van bijv. 0,8 MHz, en de andere door een oscillator *VO*, waarvan de frequentie continu variabel is in een gebied van 0,2 tot 0,3 MHz. De mengbuis

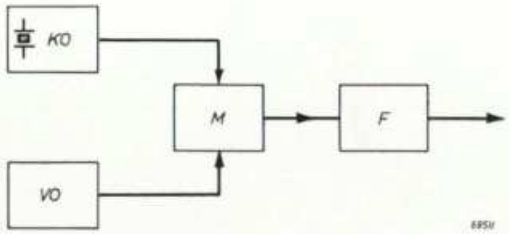


Fig. 1. Principeschema van een methode om een wisselspanning te verkrijgen waarvan de frequentie in een beperkt gebied continu kan worden gevarieerd en hierbij een grote stabiliteit heeft.
KO = kristaloscillator; *VO* = oscillator, waarvan de (continu variabele) frequentie veel lager is dan die van *KO*; *M* = mengbuis; *F* = filter.

levert dan o.a. een wisselspanning met een frequentie die gelijk is aan de som van de beide oscillatorfrequenties en die dus kan worden gevarieerd van 1 tot 1,1 MHz. Daar de mengbuis ook spanningen met ongewenste frequenties levert, dient de gewenste spanning te worden afgenomen via een filter *F*.

Daar de oscillator *VO* op een betrekkelijk lage frequentie werkt, kan op de beschreven wijze een grotere frequentiestabiliteit worden bereikt dan wanneer een oscillator wordt gebruikt waarvan de frequentie continu variabel is tussen 1 en 1,1 MHz. Het zal echter duidelijk zijn, dat dit voordeel niet meer aanwezig is wanneer een wisselspanning wordt gewenst waarvan de frequentie continu variabel is in een groot gebied, bijv. van 1 tot 10 MHz. Dit gebied kan natuurlijk wèl worden bestreken wanneer men de beschikking heeft over een groot aantal kristaloscillatoren met frequenties van bijv. 0,8 MHz, 0,9 MHz, 1,0 MHz, 1,1 MHz enz. en bovendien over een oscillator waarvan de frequentie in een beperkt gebied, nl. weer van 0,2 tot 0,3 MHz, continu kan worden gevarieerd. Het behoeft geen betoog, dat een dergelijke oplossing van dit probleem weinig aantrekkelijk is.

Het beschreven systeem wordt ook bezwaarlijk bij hogere frequenties, waar de verhouding tussen de kristalfrequentie en de frequentie van de continu variabele oscillator in het algemeen groot zal zijn. Dit betekent, dat de relatieve afstand tussen de gewenste frequentie en de ongewenste kristalfrequentie klein is, zodat aan het filter *F*, dat in de eerste plaats de kristalfrequentie (en ook de „spiegelfrequentie") moet onderdrukken, hoge eisen worden gesteld.

Een andere mogelijkheid is, gebruik te maken van één kristaloscillator met een frequentie van bijv. 0,1 MHz en hiervan door frequentievermenigvuldiging spanningen af te leiden waarvan de frequentie een geheel aantal malen de oscillatorfrequentie is. De frequentievermenigvuldiging kan bijv. worden tot stand gebracht door middel van een zg. impulsgenerator, d.i. een generator die geen sinusoïdale wisselspanning opwekt, doch een serie periodieke spanningsimpulsen. Deze impulsgenerator kan dan worden gesynchroniseerd met de kristaloscillator, zodat de herhalingsfrequentie van de impulsen gelijk is aan de frequentie van de oscillatorspanning. Door middel van filters kunnen nu uit de periodieke spanningsimpulsen wisselspanningen worden verkregen waarvan de frequentie een geheel aantal malen de impulsherhalingsfrequentie is. Dit systeem eist echter een gecompliceerd stelsel van filters, waaraan, indien tot hoge ranggetallen van harmonischen wordt gegaan, zeer strenge, nauwelijks te realiseren, selectiviteitseisen worden gesteld.

In het hiernavolgende zullen wij een beschrijving geven van een andere oplossing van dit probleem, nl. de met Impulsen Gesynchroniseerde Oscillator (IGO). Volgens deze methode kan de frequentie van een oscillator op eenvoudige wijze worden ingesteld op een groot aantal waarden, met eenzelfde nauwkeurigheid als die welke men zou kunnen bereiken wanneer voor ieder van deze frequenties een kwartskristal werd gebruikt.

Het principe waarop de IGO berust is dat van de frequentiestabilisatie met behulp van een regelsysteem (vaak aangeduid als het „automatic monitor system"), van welk principe allereerst een uiteenzetting zal worden gegeven.

Het stabiliseren van de frequentie van een oscillator met behulp van een regelsysteem („automatic monitor system")

Het principe van deze methode voor frequentieregeling is voorgesteld in *fig. 2*. De gestabiliseerde oscillator *SO* levert een wisselspanning met een frequentie f_1, welke wordt toegevoerd aan de mengbuis *M*. Aan deze mengbuis wordt tevens een wisselspanning toegevoerd met een frequentie f_2, die wordt geleverd door de oscillator *KO*, waarvan de frequentie met een kwartskristal is gestabiliseerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De mengbuis M levert o.a. een wisselspanning met de frequentie $|f_1-f_2|$, welke spanning in de versterker V wordt versterkt en wordt toegevoerd aan de discriminator (frequentiedetector) D. De kringen van deze discriminator zijn afgestemd op een bepaalde frequentie f_d. De discriminator levert nu

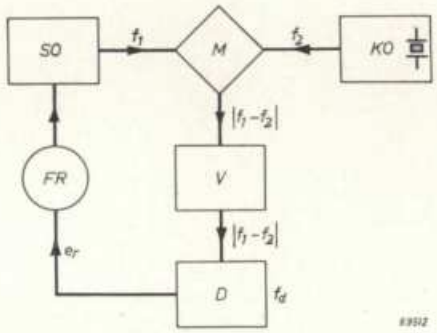


Fig. 2. Principeschema van een systeem voor frequentiestabilisatie door middel van terugregeling. SO = geregelde oscillator, KO = kristaloscillator, M = mengbuis, V = versterker, D = discriminator (frequentiedetector), FR = frequentieregelinrichting.

een gelijkspanning e_r, die positief of negatief is, al naar gelang $|f_1-f_2|$ groter of kleiner is dan f_d. Is $|f_1-f_2|$ gelijk aan f_d, dan is $e_r=0$. De gelijkspanning e_r, die we zullen aanduiden als de regelspanning, wordt nu toegevoerd aan een regelinrichting FR, waarmede de frequentie van de oscillator kan worden gevarieerd. Dit regelmechanisme kan bijv. bestaan uit een variabele condensator, waarvan de as door een kleine electromotor wordt bewogen, of wel uit een directe electrische regelinrichting, bijv. een zg. reactantiebuis [2]). De inrichting van FR is nu bijv. zodanig, dat bij een positieve waarde van e_r de frequentie van SO wordt verlaagd en omgekeerd. Hierdoor zal de frequentie van SO door FR steeds zodanig worden beïnvloed dat $|f_1-f_2|$ ongeveer gelijk is aan f_d. De frequentie f_1 van de oscillator SO wordt dus ten naaste bij gestabiliseerd op de waarde f_2-f_d of f_2+f_d, al naar gelang f_2 groter of kleiner is dan f_1. Het is echter gemakkelijk in te zien, dat deze frequentieregeling nooit zover zal gaan, dat $|f_1-f_2|$ nauwkeurig gelijk is aan f_d, immers in dit geval zou de regelspanning e_r nul zijn.

Levert de discriminator D een regelspanning e_r van a volt per kHz afwijking tussen $|f_1-f_2|$ en f_d, en is de verstemming die de oscillator SO door de regelinrichting FR ondergaat gelijk aan b kHz per volt regelspanning, dan wordt iedere afwijking die f_1 zou vertonen van de gewenste waarde $f_2 \pm f_d$, met een factor $a \cdot b$ verminderd [3]).

[2]) Zie bijv. Th. J. Weijers, Frequentiemodulatie, Philips techn. T. **8**, 42-50, 1946.

[3]) H. J. Roosdorp, Beschouwingen over het regelen van industriële processen, Philips techn. T. **12**, 225-231, 1950. We hebben hier een zg. proportionele regeling voor de frequentie.

De discrimator D kan geconstrueerd zijn op dezelfde wijze als de frequentiedetectoren, zoals die worden toegepast in ontvangers voor frequentiemodulatie [2]). De stabiliteit van de frequentie van de oscillator SO wordt nu enerzijds bepaald door die van de kristaloscillator KO en anderzijds door de stabiliteit van de discriminator D. In het algemeen wordt f_d veel lager gekozen dan f_1 en f_2, zodat de absolute waarde van de resterende afwijking tussen $|f_1-f_2|$ en f_d klein is ten opzichte van f_1. De fout in de frequentie van SO, die wordt veroorzaakt door het feit dat steeds een regelspanning e_r blijft bestaan, zal echter meestal aanzienlijk groter zijn dan de som van de fouten van KO en D.

Hetzelfde bezwaar is verbonden aan een ander regelsysteem, waarvan het principe in *fig. 3* is weergegeven. Hierbij worden de spanningen van SO en KO toegevoerd aan een zg. vergelijkende discriminator D, waaronder wordt verstaan een schakeling die een regelspanning e_r levert waarvan de grootte en het teken afhangen van de grootte en het teken van het frequentieverschil tussen SO en KO [4]). Ook hier wordt de regelspanning via een laag doorlatend filter F toegevoerd aan de frequentieregelinrichting FR, die de frequentie van SO beïnvloedt. Het zal duidelijk zijn dat ook in dit geval een volkomen gelijkheid van de frequenties van SO en KO niet kan worden verkregen.

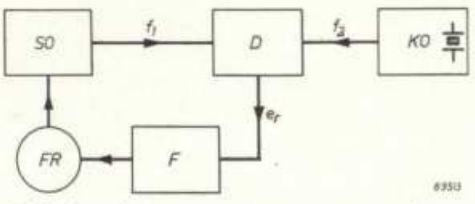


Fig. 3. Principeschema van een systeem voor frequentieregeling. Wordt voor D een vergelijkende discriminator genomen, dan wordt een proportionele regeling verkregen; is D een fazediscriminator, dan verkrijgt men een integrerende frequentieregeling. Voor de betekenis van de andere letters zie fig. 1 en 2.

Zoals in het onder [3]) aangehaalde artikel werd uiteengezet, is dit bezwaar inhaerent aan ieder regelsysteem van het proportionele type. Met behulp van een integrerend regelsysteem kan daarentegen de afwijking die f_1 vertoont ten opzichte van f_2, tot nul worden gereduceerd. Voor het tot stand brengen van een dergelijke regeling dient in fig. 3 voor D een zg. fazediscriminator te worden gebruikt [5]). Hieronder verstaat men een schakeling

[4]) Ter onderscheiding hiervan wordt een discriminator zoals in fig. 2 is bedoeld en waaraan dus slechts één wisselspanning wordt toegevoerd, een absolute discriminator genoemd.

[5]) Ook ter sprake gekomen in Philips techn. T. **13**, 298 (fig. 4), 1951 (No. 10).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die een regelspanning e_r levert waarvan de grootte en het teken afhangen van de grootte en het teken van het fazeverschil tussen de door *SO* en *KO* geleverde spanningen (hierbij zijn dus de frequenties f_1 en f_2 gelijk ondersteld). Daar de frequentie de afgeleide is van de faze [2]), is dit een integrerende regeling voor de frequentie.

Zijn de frequenties f_1 en f_2 niet gelijk, dan levert *D* een wisselspanning waarvan de frequentie gelijk is aan $|f_1-f_2|$. Is deze frequentie lager dan de grensfrequentie van het laagdoorlatende filter *F*, dan wordt deze wisselspanning toegevoerd aan de frequentieregelinrichting *FR*, die de frequentie van *SO* beïnvloedt. Indien de traagheid van *FR* niet te groot is, zal nu de frequentie van *SO* periodiek variëren. Passeert deze hierbij de waarde f_2, dan levert *D* een gelijkspanning, die via *F* en *FR* de frequentie van *SO* zodanig beïnvloedt dat deze toestand van synchronisatie tussen *SO* en *KO* gehandhaafd blijft. Tussen de wisselspanningen van *SO* en *KO* bestaat dan geen frequentieverschil meer, doch nog slechts een fazeverschuiving.

Verschilt de frequentie van *SO* nog zoveel van die van *KO* dat het verschil van deze frequenties groter is dan de grensfrequentie van *F*, dan is de frequentiestabilisatie van *SO* buiten werking. Het zg. vanggebied, d.i. het frequentiegebied waarbinnen de frequentie van *SO* dient te liggen alvorens de stabilisatie in werking treedt, is dus bepaald door de grensfrequentie van het filter *F*. Onder het zg. hougebied verstaat men het frequentiegebied waarover *SO* kan worden verstemd (nadat eenmaal synchronisatie is ingetreden) voordat het synchronisme wordt verbroken. Dit frequentiegebied wordt bepaald door het gebied waarover *FR* de frequentie van *SO* kan wijzigen, en door de spanning die de fazediscriminator *D* levert bij een bepaalde fazeverschuiving tussen de door *SO* en *KO* geleverde spanningen. In het algemeen is het hougebied groter dan het vanggebied.

In *fig. 4* is het principe weergegeven van een systeem voor integrerende frequentieregeling, waarbij de frequentie f_1 van de geregelde oscillator *SO* over een beperkt gebied kan worden gevarieerd. Deze frequentie wordt nu niet gestabiliseerd op de frequentie f_2 van *KO*, doch op een waarde die een bepaald bedrag met f_2 verschilt. Hiertoe worden de door *SO* en *KO* geleverde spanningen wederom aan een mengbuis *M* toegevoerd, die een spanning levert met de frequentie $|f_1-f_2|$. Deze spanning wordt toegevoerd aan de fazediscriminator *FD*, tezamen met de spanning van een oscillator *VO*, waarvan de frequentie f_3 binnen een bepaald frequentiegebied kan worden gevarieerd. De door *FD* geleverde spanning e_r wordt via het laag doorlatende filter *F* toegevoerd aan de frequentieregelinrichting *FR*, waarmede de frequentie van de oscillator *SO* wordt beïnvloed. Deze laatstgenoemde frequentie zal nu zodanig worden gestabiliseerd dat $|f_1-f_2|=f_3$, dus zal f_1 gelijk zijn aan f_2+f_3 of f_2-f_3. Wordt de

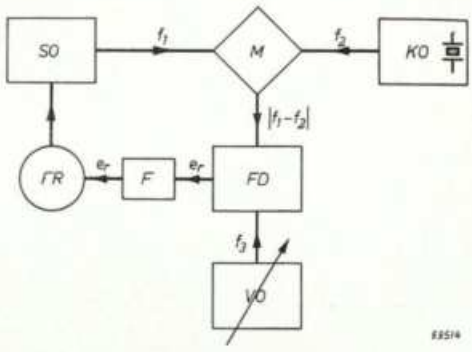


Fig. 4. Principeschema van een systeem voor integrerende frequentieregeling, waarbij tussen de frequenties van de gestabiliseerde oscillator *SO* en de kristaloscillator *KO* een verschil aanwezig is dat wordt bepaald door de frequentie van de oscillator met variabele frequentie *VO*. *FD* = fazediscriminator. Voor de betekenis van de andere letters, zie fig. 1 en 3.

frequentie van *VO* gevarieerd, dan zal f_1 met eenzelfde bedrag worden gewijzigd. Wordt f_3 veel lager gekozen dan f_1 (met andere woorden, verschilt f_1 slechts weinig van f_2), dan kan op deze wijze een veel grotere stabiliteit worden verkregen dan wanneer *SO* zelf als oscillator met variabele frequentie zou zijn uitgevoerd.

Door een wijziging in het in fig. 3 voorgestelde schema kan men bewerkstelligen, dat de oscillator *SO* wordt gesynchroniseerd op een harmonische van de spanning van de kristaloscillator *KO*, zodat de frequentie van *SO* nauwkeurig gelijk is aan een geheel aantal malen de frequentie van *KO*.

Hierbij wordt gebruik gemaakt van een impulsgenerator, vandaar dat een dergelijke schakeling wordt aangeduid als een met Impulsen Gesynchroniseerde Oscillator (IGO) [6]).

De met impulsen gesynchroniseerde oscillator (IGO)

Het systeem van de IGO kan worden verklaard aan de hand van het in *fig. 5* voorgestelde schema. Hierin vormt de buis B_1 met de trillingskring L_1-C_1 een oscillator (Hartley-schakeling). De frequentie van de door deze oscillator geleverde wisselspanning wordt, behalve door L_1 en C_1, beïnvloed door de reactantiebuis B_2. Aan het rooster van deze buis wordt via het fazeverschuivende netwerk R_2-C_2

[6]) Zie ook H. B. R. Boosman en E. H. Hugenholtz, Frequency control in transmitters, Communication News **9**, 21-32, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een wisselspanning met de oscillatorfrequentie toegevoerd, die in faze ten naastebij 90° achter is ten opzichte van de anodewisselspanning. Hierdoor is de anodewisselstroom van B_2 ook ongeveer 90° in faze achter ten opzichte van de anodewisselspanning en zal de impedantie van deze buis tussen anode en kathode een reactief karakter hebben. De nagenoeg rimpelvrije gelijkspanning ontstaat, waarvan dus de grootte afhangt van de onderlinge fazepositie van V_{g1} en V_{g3}. Deze spanning wordt nu over het laagdoorlatende filter F toegevoerd aan het rooster van de reactantiebuis B_2. De gemiddelde waarde van deze regelspanning wordt verkregen wanneer de impulsen op het eerste rooster juist

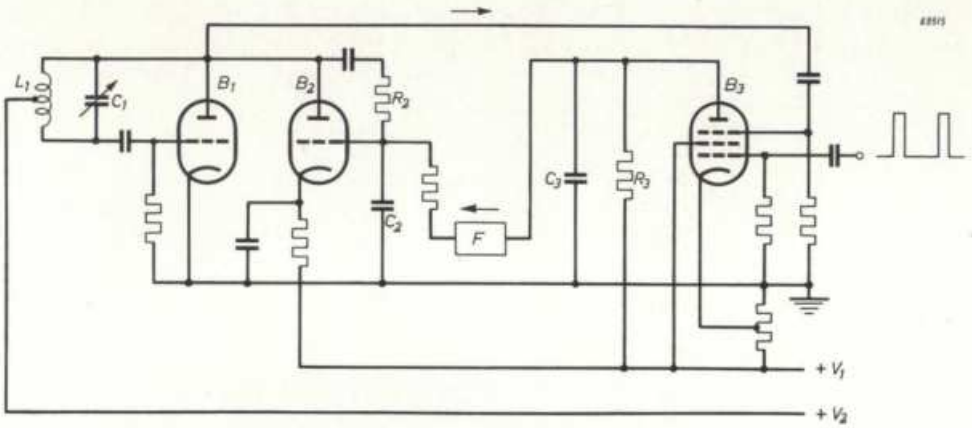


Fig. 5. Schema van een met impulsen gesynchroniseerde oscillator. B_1 = oscillatorbuis, B_2 = reactantiebuis, B_3 = impulsmengbuis.

grootte van de vervangingsreactantie is o.a. afhankelijk van de steilheid van de buis en kan dus door de roosterspanning van B_2 worden beïnvloed.

De door de oscillator geleverde wisselspanning wordt toegevoerd aan een zg. impulsmengbuis. Als zodanig doet hier de penthode B_3 dienst. Bij deze buis is aan de kathode ten opzichte van het eerste rooster een zo grote positieve spanning gelegd dat in de buis geen anodestroom vloeit. Aan het eerste rooster wordt een serie periodieke positieve spanningsimpulsen toegevoerd, die worden ontleend aan een nog nader te beschrijven impulsgenerator. De topspanning dezer impulsen heeft een zo grote waarde dat bij iedere impuls gedurende een korte tijd in de buis B_3 anodestroom vloeit. Aan het derde rooster van B_3 wordt de door de oscillator B_1 geleverde spanning toegevoerd.

De werking van een schakeling volgens fig. 5 zullen we verklaren aan de hand van *fig. 6*. Hierin zijn voorgesteld de door de oscillator geleverde wisselspanning V_{g3} en de aan het eerste rooster van B_3 toegevoerde spanningsimpulsen V_{g1}. Is de frequentie van V_{g3} een geheel aantal malen die van V_{g1}, dan treden de anodestroomimpulsen steeds in dezelfde fazepositie van V_{g3} op. Is dit de positie die in fig. 6*c* met I is aangegeven, dan is de amplitude van de anodestroomimpulsen maximaal; in de positie II is deze minimaal. Door deze stroomimpulsen wordt nu de condensator C_3 (fig. 5) periodiek geladen. De capaciteit hiervan is zo groot, dat over C_3 een optreden bij het door nul gaan van de wisselspanning V_{g3}. Bij afwijking van deze instelling treedt dus een grotere of een kleinere regelspanning op. Deze gelijkspanning beïnvloedt nu weer, door de reactantiebuis B_2, de frequentie van de oscillator. Wordt de eigen afstemming hiervan met een niet te groot bedrag gewijzigd, dan zal de fazepositie van V_{g3} ten opzichte van V_{g1} een verandering ondergaan, waardoor de regelspanning zich wijzigt en de variatie in de oscillatorfrequentie wordt

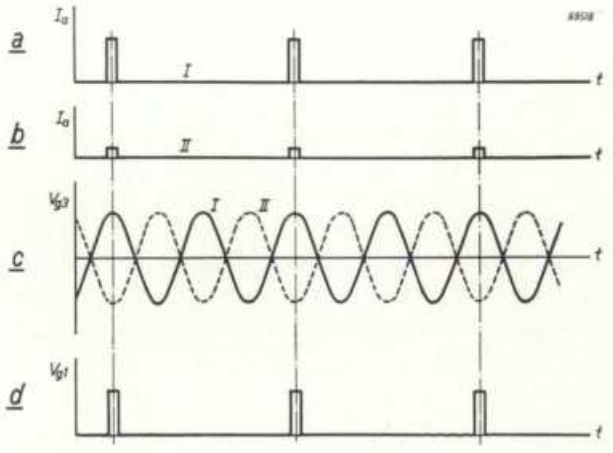


Fig. 6. Grafieken met behulp waarvan de werking van de IGO kan worden verklaard. Weergegeven zijn als functie van de tijd de oscillatorspanning V_{g3} op het derde rooster (*c*) en de impulsspanning V_{g1} (*d*) op het eerste rooster van B_3 (zie fig. 5). Verder zijn als functie van de tijd getekend de anodestroomimpulsen voor het geval dat de onderlinge fazepositie van V_{g1} en V_{g3} is zoals met I en II is aangegeven (*a* resp. *b*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gecompenseerd. De oscillatorfrequentie blijft dus gelijk aan een geheel aantal malen de frequentie van de aan het eerste rooster toegevoerde impulsen.

Is bij het inschakelen dit synchronisme nog niet ingetreden, dan varieert de op C_3 gevormde spanning periodiek, met andere woorden er wordt een wisselspanning gevormd [7]), waardoor, indien de frequentie hiervan lager is dan de grensfrequentie van F, de oscillatorspanning in frequentie wordt gemoduleerd. Passeert tijdens deze modulatie de oscillatorfrequentie een waarde die gelijk is aan een geheel aantal malen de impulsfrequentie, dan blijft de oscillatorfrequentie op deze waarde gehandhaafd. In principe zou het onverschillig zijn of de onderlinge fazepositie van V_{g1} en V_{g3} zich zodanig instelt dat de impuls op de ene dan wel op de andere flank van de sinusoïde ligt. Afhankelijk van de regelrichting van B_2 is echter de instelling op één dezer flanken labiel en op de andere flank stabiel.

Het laag doorlatende filter F onderdrukt spanningen met de impulsfrequentie en veelvouden hiervan. Dit voorkomt dat de oscillator in deze frequenties een fazemodulatie zou ondergaan.

Bij het tekenen van fig. 6 werd aangenomen, dat de oscillatorfrequentie gelijk is aan twee maal de impulsfrequentie. Het zal duidelijk zijn, dat synchronisatie op de boven omschreven wijze ook kan optreden wanneer de verhouding tussen deze frequenties een groter geheel getal is. De maximale waarde van dit getal is, zoals uit een beschouwing van fig. 6 blijkt, afhankelijk van de tijdsduur van de impulsen. Immers, is de frequentie van de oscillatorspanning zo hoog dat de trillingstijd hiervan gelijk is aan de tijdsduur van de impulsen, dan is de tijdsintegraal van de anodestroomimpulsen onafhankelijk van de onderlinge fazepositie van V_{g1} en V_{g3}, zodat bij een fazeverschuiving van de oscillatorspanning ten opzichte van de spanningsimpulsen geen wijziging van de regelspanning optreedt [8]). Voor nog hogere frequenties treedt weer wèl een regelwerking op, die een maximum bereikt wanneer de verhouding van de impulsduur tot de trillingstijd van de oscillatorspanning een waarde $^3/_2$ bereikt. Bij een verhouding 2 is er weer geen regelwerking aanwezig, enz. In *fig. 7* is op een relatieve schaal uitgezet de regelspanning als functie van de bovengenoemde verhouding. Als regelspanning is hierbij genomen de variatie in spanning op de condensator C_3 bij een fazeverandering van 180° van V_{g3} ten opzichte van V_{g1}. Om de goede werking van een IGO te kunnen waarborgen dient de impulsduur bij voorkeur niet groter te zijn dan een halve periode van de oscillatorspanning. Om een oscillator te kunnen synchroniseren waarvan de frequentie veel hoger is dan de impulsfrequentie, is het dus van belang dat de tijdsduur van de impulsen zo kort mogelijk is. In de practijk wordt hieraan een grens gesteld door het feit dat bij zeer kortdurende impulsen de gemiddelde waarde van de stroom in de buis B_3 (zie fig. 5) zeer klein wordt, waardoor de regelspanning te gering kan zijn. Meestal treedt echter al bij lagere oscillatorfrequenties een andere practische begrenzing op. Wensen we bijv. de oscillatorspanning te synchroniseren met de 200e harmonische van de impulsspanning, dan betekent dit, dat een afwijking van $^1/_2$ % in de eigen frequentie van de oscillator reeds afstemming op een naburige harmonische van de impulsspanning geeft. Aan de eigen frequentiestabiliteit van de oscillator worden dus reeds hoge eisen gesteld om de synchronisatie op de gewenste frequentie te handhaven. Om deze reden blijkt het in de practijk bezwaarlijk te zijn met impulsen gesynchroniseerde oscillatoren te maken die op een hogere dan de 200e harmonische van de impulsspanning worden gesynchroniseerd.

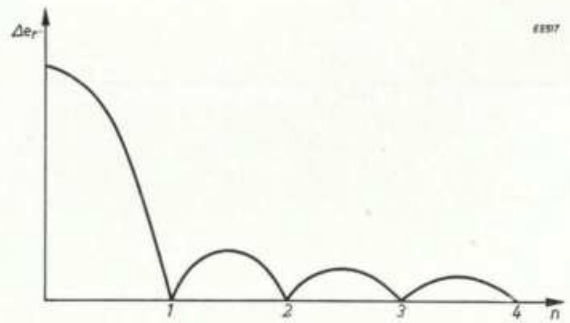


Fig. 7. Variatie Δe_r van de regelspanning bij een fazeverschuiving van 180° van de oscillatorspanning als functie van de verhouding n van de impulsduur tot de trillingstijd van de oscillatorspanning.

Met betrekking tot het frequentiegebied waarover de frequentiestabilisering werkzaam is, kan bij een IGO ook weer worden onderscheiden een „vanggebied" en een „hougebied". Het eerstgenoemde frequentiegebied is grotendeels bepaald door de grensfrequentie van het filter F (fig. 5). Immers, voordat de synchronisatie van de oscillatorspanning is ingetreden, wordt door de mengbuis B_3 een wisselspanning geleverd, en pas wanneer de frequentie van deze wisselspanning zo laag is dat deze door

[7]) Dit effect is analoog met het stroboscopisch effect bij licht, dat bijv. optreedt wanneer een draaiend wiel met spaken wordt belicht door korte lichtflitsen, waarbij de „spaakfrequentie" een weinig afwijkt van een geheel veelvoud van de flitsfrequentie. Men ziet het wiel dan langzaam vooruit of achteruit draaien.

[8]) Een soortgelijk probleem is behandeld door J. M. L. Janssen, Philips techn. T. **12**, 52-59, 1950 (No. 2), in het bijzonder op de bladzijden 57 en 58.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het filter F wordt doorgelaten, kan de frequentiestabilisatie in werking treden. Het „hougebied" is vastgelegd door de regelspanning, die door B_3 wordt geleverd wanneer, nadat eenmaal de synchronisatie is ingetreden, de oscillatorspanning een bepaalde fazeverschuiving ondergaat, en bovendien door het frequentiegebied waarover de oscillator door de reactantiebuis kan worden verstemd. Wegens het bestaan van de mogelijkheid dat de oscillatorspanning gesynchroniseerd wordt op een verkeerde harmonische van de impulsspanning, is het gewenst om het laatstgenoemde frequentiegebied niet veel groter te maken dan de frequentieafstand tussen twee harmonischen. Is het hougebied iets groter dan deze afstand, dan kan worden bereikt, dat bij het (schijnbaar) continue verstemmen van de oscillator de frequentie telkens van één harmonische op de volgende springt. De constructie kan dan zodanig worden uitgevoerd dat door een palinstelling de juiste harmonische wordt gekozen.

Voor de meeste toepassingen van oscillatoren is het gewenst dat deze een zo zuiver mogelijk sinusoïdale wisselspanning leveren, dus o.a. dat deze in zo gering mogelijke mate is gemoduleerd in amplitude of frequentie. Bij een IGO kunnen voornamelijk door twee oorzaken afwijkingen van de sinusoïde voorkomen, en wel:

a) doordat in het filter F (zie fig. 5) spanningen met de impulsfrequentie, en eventueel harmonischen hiervan, niet in voldoende mate worden onderdrukt. Hierdoor ontstaat frequentiemodulatie van de door de oscillator geleverde wisselspanning;
b) doordat via de mengbuis B_3 (fig. 5) harmonischen van de impulsspanning op de oscillatorkring een wisselspanning doen ontstaan. Bij gebruik van een meerrooster-mengbuis kan dit uiteraard alleen geschieden via de onderlinge capaciteiten tussen de electroden.

Het is in de practijk gebleken, dat men voor niet te hoge frequenties zonder veel moeite kan bereiken, dat de spanningen met ongewenste frequenties op een niveau van ongeveer —80 dB liggen ten opzichte van de oscillatorspanning, voornamelijk doordat het vermogen van de impulsharmonischen klein is vergeleken met het vermogen van de oscillator. Dit niveau is vrijwel altijd voldoende laag.

Zoals uit het bovenstaande is gebleken, is een IGO een schakeling waaraan een periodieke serie spanningsimpulsen wordt toegevoerd, terwijl een wisselspanning wordt geleverd waarvan de frequentie gelijk is aan die van één van de harmonischen van de spanningsimpulsen. Men kan dus de IGO enigszins vergelijken met een filter dat een zo smalle frequentieband doorlaat dat alleen de gewenste harmonische wordt doorgegeven. De frequentie waarop dit fictieve filter is afgestemd, kan eenvoudig worden gewijzigd door de afstemming van de oscillator te variëren, terwijl de breedte van de frequentieband is bepaald door het laag doorlatende filter F. Wanneer nl. behalve de spanningsimpulsen op het eerste rooster van de buis B_3 een storende wisselspanning aanwezig is waarvan de frequentie slechts weinig verschilt van die van de gewenste harmonische, zal in B_3 een wisselspanning ontstaan waarvan de frequentie gelijk is aan het verschil van de frequenties van oscillatorspanning en stoorspanning. Het hangt nu geheel van het filter F af, of deze wisselspanning naar het rooster van de reactantiebuis wordt doorgelaten. Is dit wel het geval, dan zal de oscillatorspanning in frequentie worden gemoduleerd. Wanneer echter het filter F de stoorspanning niet doorlaat, zal de oscillator hierdoor niet worden beïnvloed. In dit opzicht is het dus van belang om de grensfrequentie van het filter F zo laag mogelijk te kiezen (tenzij men de oscillator juist in frequentie wenst te moduleren). Zoals echter hierboven reeds werd vermeld, wordt dan het „vanggebied" klein, zodat men in de practijk met een compromis zal moeten volstaan.

Bij een schakeling volgens fig. 5 hebben we te maken met een vorm van tegenkoppeling. Wanneer in het circuit, via hetwelk de regelspanning van de mengbuis B_3 naar het rooster van de reactantiebuis wordt gevoerd, een fazeverschuiving optreedt, bestaat de mogelijkheid dat de schakeling onstabiel wordt in die zin, dat de oscillator niet met een constante frequentie werkt, doch periodieke frequentieveranderingen ondergaat, dus in frequentie is gemoduleerd. Dit verschijnsel is vrijwel geheel analoog met dat hetwelk in andere schakelingen met tegenkoppeling ontstaat. Er is echter in de stabiliteitsvoorwaarde één principieel verschil. Door aan het rooster van de reactantiebuis B_2 een wisselspanning toe te voeren, ontstaat frequentiemodulatie, terwijl de door de mengbuis B_3 geleverde regelspanning varieert door faze veranderingen van de oscillatorspanning. Nu bestaat tussen een fazeverandering en de hiermede overeenkomende frequentieverandering een fazeverschuiving van 90° [9]). Terwijl bij een „normale" tegengekoppelde versterker voor onstabiliteit een fazeverschuiving van 180° bij de kritische frequentie nodig is [10]), bedraagt deze in het onderhavige geval dus slechts 90°. Bovendien is bij frequentiemodulatie de fazeverandering die bij een bepaalde frequentieverandering behoort, omgekeerd evenredig met de modulatiefrequentie. Dit betekent, dat bij een IGO de kans op onstabiliteit geringer is naarmate de kritische frequentie hoger kan worden gelegd.

[9]) Zie het onder [2]) genoemde artikel, blz. 44.
[10]) Zie B. D. H. Tellegen, Tegenkoppeling, Philips techn. T. **2**, 289-294, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In het tot nu toe beschouwde voorbeeld werd er steeds van uitgegaan, dat een oscillator wordt gesynchroniseerd door een impulsgenerator. Het is echter evenzeer mogelijk om met een oscillator, waarvan de frequentie door een kristal is gestabiliseerd, een impulsgenerator te synchroniseren. Dit kan gebeuren door de regelspanning die door de mengbuis wordt geleverd, toe te voeren aan een regelsysteem, dat nu de frequentie van de impulsoscillator beïnvloedt. Is de frequentie van de impulsgenerator lager dan die van de kristaloscillator, dan vindt op deze wijze frequentiedeling plaats in eenzelfde deelverhouding als de vermenigvuldigingsfactor in het voorgaande geval.

Wanneer een impulsgenerator in faze wordt gemoduleerd, zal een IGO die op de n^e harmonische van deze impulsgenerator is gesynchroniseerd, ook een n maal grotere fazemodulatie ondergaan, mits de tijdconstante van het regelcircuit voldoende klein is om de hoogste modulatiefrequentie zonder veel fazeverschuiving door te laten. Wegens de hoge waarde van n, die hier zonder veel moeite is te bereiken, kan men op eenvoudige wijze een grote fazeverandering tot stand brengen. Men verkrijgt dus hier „fazemodulatie in engere zin" [9]). Om die vorm van fazemodulatie te verkrijgen die men gewoonlijk als frequentiemodulatie aanduidt, dient de modulerende spanning te worden toegevoerd via een netwerk dat de frequentiekarakteristiek corrigeert in dier voege, dat de „fazezwaai" omgekeerd evenredig wordt met de frequentie van de modulerende spanning.

malen deze waarde bedraagt. Daar, zoals wij hierboven reeds vermeldden, in de practijk synchronisatie tot een 200 maal hogere frequentie dan die van de impulsgenerator mogelijk is, kan men op deze wijze een IGO met een frequentie tot 20 MHz construeren. Omdat de impulsduur bij voorkeur niet groter dan de halve trillingstijd van de IGO moet zijn, is de maximale impulsduur hierbij ongeveer $^1/_{40}$ µsec.

Ter wille van de grote vereiste stabiliteit wordt in de practijk steeds een impulsgenerator gebruikt waarbij de geleverde impulsen op hun beurt worden gesynchroniseerd met een sinusoïdale wisselspanning. Deze wordt geleverd door een oscillator waarvan de frequentie is gestabiliseerd door een kwartskristal, dat eventueel in een thermostaat kan worden geplaatst. In *fig. 8* is een hiertoe bruikbare schakeling weergegeven. Deze berust op het principe van de periodiek oscillerende („overoscillerende") oscillator. Als zodanig doet hier het hexodegedeelte van de triode-hexode B_1 dienst. Door een geschikte keuze van de roostercondensator C_1 en de lekweerstand R_1 kan worden verkregen, dat deze oscillator intermitterend oscilleert [11]). Men kan

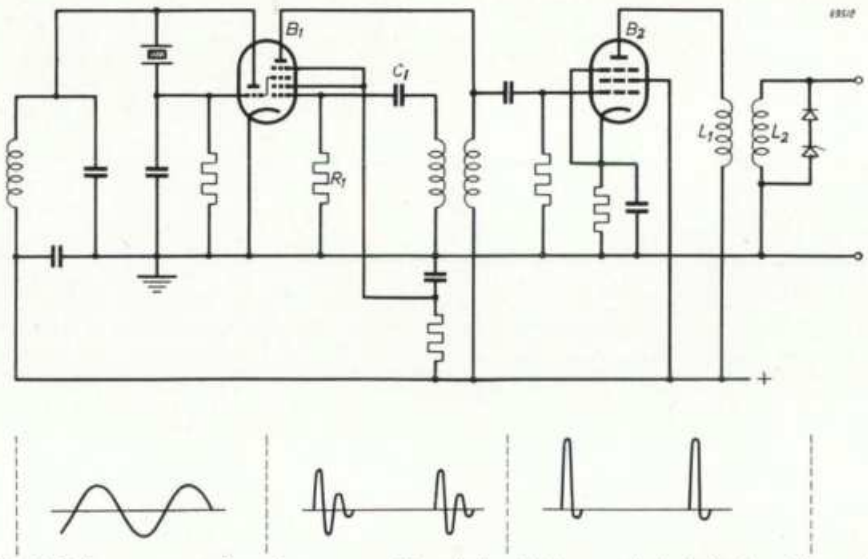


Fig. 8. Schema van een impulsgenerator. Het triodegedeelte van de buis B_1 doet dienst als kristaloscillator; het hexodegedeelte van deze buis vormt een oscillator die intermitterend oscilleert (overoscilleert). Met behulp van de buis B_2 wordt een verkorting van de impulsduur verkregen. In het onderste gedeelte van de figuur zijn de anodestromen weergegeven als functie van de tijd.

Practische uitvoering van de impulsgenerator

Voor de meeste practische toepassingen van de IGO is het noodzakelijk dat de impulsfrequentie aan zeer hoge eisen van nauwkeurigheid en stabiliteit voldoet. De frequentie dient zeer nauwkeurig een bepaalde waarde te hebben, bijv. precies 100 kHz, waardoor de IGO steeds wordt gesynchroniseerd op een frequentie die een geheel aantal

bijv. de instelling zodanig kiezen dat het oscilleren telkens na enkele periodes wordt onderbroken en pas weer begint wanneer de condensator C_1, die door het vloeien van roosterstroom een lading

[11]) Zie: J. van Slooten, De werkingswijze van de triode-oscillator met roostercondensator en roosterweerstand, Philips techn. T. 7, 40-45, 1942, en Stabiliteit en instabiliteit bij triode-oscillatoren, Philips techn. T. 7, 171-177, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heeft gekregen, door de weerstand R_1 voldoende ontladen is. In de anodeketen van het hexodegedeelte treedt dus een serie van periodieke gedempte trillingen op, zoals in het onderste deel van fig. 8 is weergegeven. De herhalingsfrequentie hiervan is grotendeels bepaald door C_1 en R_1.

Hierdoor kan deze trillingskring telkens na te zijn aangestoten slechts een halve trilling uitvoeren, waardoor zeer kortdurende spanningsimpulsen worden verkregen. Deze impulsen dienen nu voor het synchroniseren van de eigenlijke instelbare oscillator (zie fig. 5).

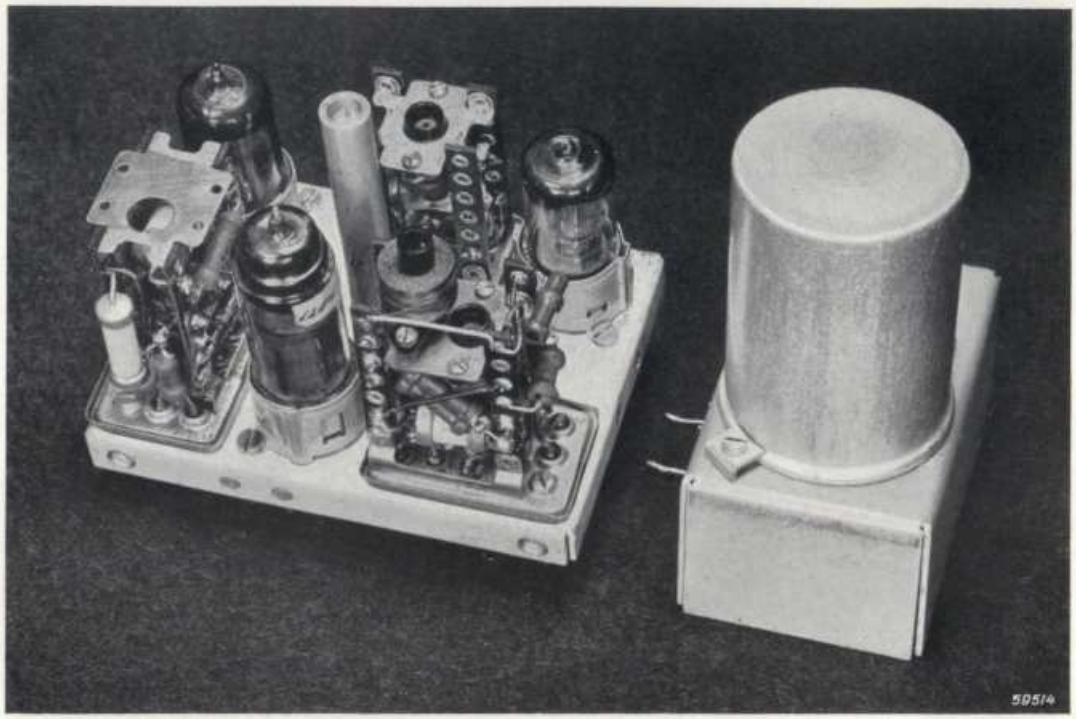


Fig. 9. Met een kristal gestuurde impulsgenerator en impulsmengbuis (fig. 11: *IG* en *IM*) uit de vliegtuigzender SVZ 101.

Het triodegedeelte van B_1 wordt gebruikt als oscillator waarvan de frequentie door een kwartskristal is gestabiliseerd. De oscillatorspanning wordt toegevoerd aan het derde rooster van het hexodegedeelte. Wanneer de herhalingsfrequentie van de gedempte trillingen ongeveer gelijk is aan de frequentie van de kristaloscillator, treedt synchronisatie op en worden deze frequenties nauwkeurig aan elkaar gelijk. De verkregen gedempte trillingen worden nu toegevoerd aan het rooster van de buis B_2, die een zo grote negatieve roosterspanning heeft dat alleen anodestroom vloeit tijdens een gedeelte van de eerste halve periode van ieder van de reeksen gedempte trillingen. (Immers, in de eerste halve periode is de amplitude het grootst.) In de anodeketen van B_2 treden dus korte stroomimpulsen op. In deze keten is de spoel L_1 opgenomen, die met de buis- en bedradingscapaciteit een trillingskring vormt. Deze kring wordt door de anodestroomimpulsen periodiek aangestoten. Met de spoel L_1 is een tweede spoel L_2 gekoppeld, waarmede een gelijkrichter is verbonden.

De synchronisatie van de intermitterend oscillerende oscillator met de kristaloscillator kan ook zodanig geschieden dat een frequentiedeling plaats vindt. Men kan bijv. de kristaloscillator laten oscilleren met een frequentie van 100 kHz, terwijl het periodiek oscilleren geschiedt met een herhalingsfrequentie van 50 kHz.

In *fig. 9* is een impulsgenerator afgebeeld die is geconstrueerd volgens het hierboven beschreven principe. Op het hier afgebeelde chassis is tevens de impulsmengbuis (B_3 in fig. 5) geplaatst. De impulsduur die hierbij kan worden verkregen, bedraagt $^1/_{14}$ µsec. Wanneer men er van uitgaat, dat de impulsduur maximaal gelijk mag zijn aan de halve trillingstijd van de door de IGO opgewekte wisselspanning, kan dus hiermede een oscillator met een maximale frequentie van 7 MHz worden gesynchroniseerd. Door aan een opstelling volgens fig. 8 nog een derde buis toe te voegen die op dezelfde wijze is geschakeld als B_2, bleek het in de practijk mogelijk een impulsduur van $^1/_{180}$ µsec te verkrijgen, waardoor de synchronisatie van een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oscillator met een frequentie van 90 MHz tot de mogelijkheden behoort.

De decadenafstemming

Zoals in het voorgaande werd uiteengezet, kan een IGO worden gesynchroniseerd op een frequentie die gelijk is aan een willekeurig veelvoud van de herhalingsfrequentie van een impulsgenerator, die zelf weer kan worden gesynchroniseerd door een kristaloscillator. Hierdoor is een IGO zeer geschikt voor gebruik in zenders, ontvangers en andere apparaten waarin de zg. decadenafstemming wordt toegepast. Het principe hiervan werd reeds uitgelegd aan de hand van fig. 1. Een wisselspanning waarvan de frequentie in een groot gebied kan worden gevarieerd, wordt hierbij verkregen door aan een mengbuis twee spanningen toe te voeren, waarvan de één instelbaar is op frequenties die een geheel aantal malen bijv. 100 kHz zijn. De frequentie van de andere oscillator is continu variabel in een gebied van 100 kHz, dus bijv. van 200 tot 300 kHz. De mengbuis levert dan o.a. een spanning met een frequentie die gelijk is aan de som van de frequenties van de beide oscillatoren. Met één instelorgaan worden nu de stappen van 100 kHz ingesteld, bijv. met een mechanisch palsysteem, terwijl met een tweede instelorgaan de fijne instelling binnen deze gebieden van 100 kHz wordt bewerkstelligd. Door de beide schaalknoppen naast elkaar te plaatsen, verkrijgt men een direct afleesbare schaal, waarbij de cijfers van beide schalen tot één getal worden gecombineerd (*fig. 10*). De afleesnauwkeurigheid is dan voor alle frequentiegebieden even groot.

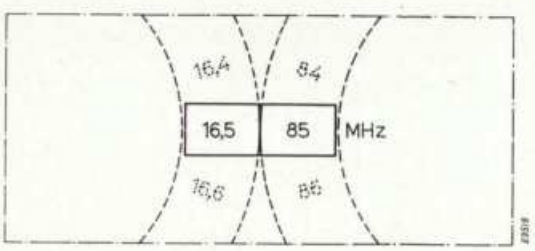


Fig. 10. Wanneer bij decadenafstemming de beide schalen naast elkaar worden gemonteerd, kan een direct afleesbare schaal worden verkregen, waarbij de cijfers van beide schalen tot één getal worden gecombineerd (hier dus 16,585 MHz).

De nauwkeurigheid waarmee de gewenste frequentie kan worden ingesteld, is afhankelijk van de frequentienauwkeurigheid van de beide oscillatoren. De oscillator die in het gebied van 200 tot 300 kHz continu afstembaar is, kan wegens de lage frequentie en het relatief kleine gebied een grote absolute nauwkeurigheid hebben. Het is echter veel moeilijker een oscillator te construeren die in stappen van 100 kHz afstembaar is en bij ieder van deze instellingen een voldoend grote absolute nauwkeurigheid heeft. Het zal na het bovenstaande duidelijk zijn, dat een IGO voor dit probleem een zeer aantrekkelijke oplossing biedt. Door de hierbij gebruikte impulsgenerator te synchroniseren met een oscillator waarvan de frequentie met behulp van een kristal is vastgelegd op 100 kHz, kan de gestuurde oscillator worden gesynchroniseerd op ieder gewenst veelvoud van dit bedrag met eenzelfde nauwkeurigheid als die van de kwartsoscillator.

Toepassing van de IGO in een vliegtuigzender

In *fig. 11* is het principeschema afgebeeld van een vliegtuigzender (Philips type SVZ 101), waarin een IGO is toegepast. Het frequentiegebied van deze zender ligt tussen 2,8 tot 24 MHz; in dit gebied kunnen 12 frequentiebanden, ieder ter breedte van 100 kHz, worden gekozen, die door middel van palknoppen [12]) kunnen worden ingesteld.

De impulsgenerator *IG* is uitgevoerd volgens het in fig. 8 voorgestelde principe. De kristaloscillator werkt op een frequentie van 100 kHz, terwijl impulsen met een herhalingsfrequentie van 50 kHz worden verkregen. De impulsgenerator, die met de impulsmengbuis *IM* is samengebouwd, werd reeds in fig. 9 afgebeeld. De IGO, die kan worden afgestemd tussen 1,55 en 6,1 MHz, zal dus steeds worden gesynchroniseerd op een frequentie die een geheel aantal malen 50 kHz is. De door de IGO geleverde wisselspanning wordt nu gebruikt voor het synchroniseren van de stuurtrap *ST*. Hiertoe worden de wisselspanningen van de IGO en de stuurtrap toegevoerd aan de mengbuis *M*. Deze levert o.a. een wisselspanning waarvan de frequentie gelijk is aan het verschil van de frequenties van de stuurtrap en de tweede harmonische van de IGO. Tezamen met de wisselspanning die door een oscillator *VO* met continu variabele frequentie wordt voortgebracht, wordt nu de door *M* geleverde wisselspanning toegevoerd aan de fazediscriminator *FD*, die een regelspanning levert, welke via het filter F_2 wordt toegevoerd aan de frequentieregelaar *FR*, waardoor de frequentie van de stuurtrap *ST* wordt gevarieerd. Deze laatstgenoemde frequentie zal zich dus steeds instellen op een waarde die gelijk is aan het verschil tussen de tweede harmonische van de IGO en de frequentie van de variabele oscillator *VO*. Deze laatstgenoemde is nu variabel tussen 200 en

[12]) Een voor dit doel bijzonder geschikt palknoppensysteem is beschreven in: W. L. Vervest, Automatic tuning of transmitters, Communication News **10**, 20-29, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

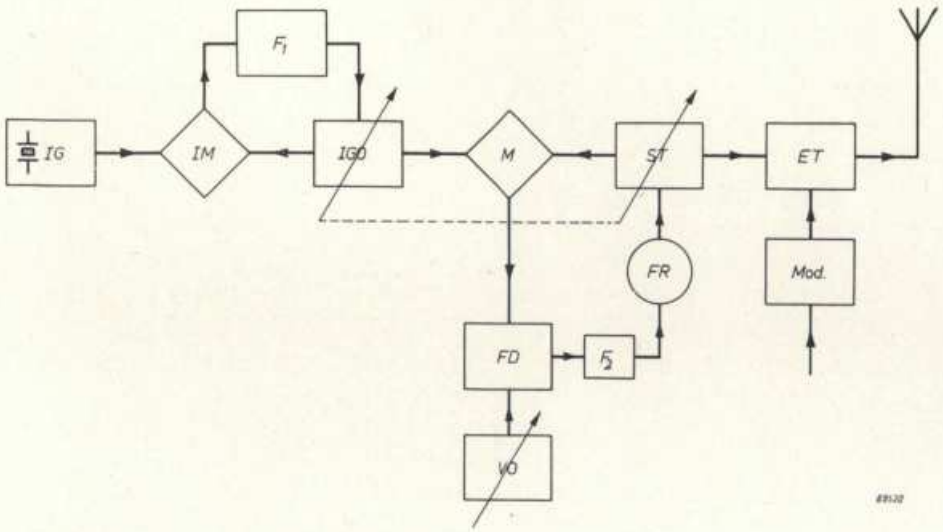


Fig. 11. Principeschema van de Philips vliegtuigzender SVZ 101. *IG* = impulsgenerator, *IM* = impulsmengbuis, *IGO* = met impulsen gesynchroniseerde oscillator, F_1 = laag doorlatend filter, *M* = mengbuis, *ST* = stuurtrap, *FD* = fazediscriminator, *VO* = oscillator met continu variabele frequentie, F_2 = laag doorlatend filter, *FR* = frequentieregelinrichting, *ET* = eindtrap, *Mod* = modulatieversterker.

300 kHz, zodat de frequentie van de stuurtrap door middel van *VO* over een frequentieband van 100 kHz kan worden gevarieerd. De stuurtrap *ST* kan tezamen met de IGO door middel van een éénknopsafstemming worden ingesteld op de gewenste frequentieband, waarbij door een zg. paddingcondensator het frequentieverschil tussen *ST* en de tweede harmonische van de IGO op ongeveer 250 kHz gehandhaafd blijft. Een grote nauwkeurigheid is hierbij uiteraard niet noodzakelijk, daar, zoals hierboven werd uiteengezet, de frequentie van de stuurtrap nauwkeurig door die van de IGO en de variabele oscillator wordt vastgelegd. Daar het frequentiegebied van de IGO reikt van 1,55 tot 6,1 MHz en dat van de variabele oscillator van 0,2 tot 0,3 MHz, kan de stuurtrap worden ingesteld op frequenties tussen $2\times1{,}55-0{,}3 = 2{,}8$ MHz en $2\times6{,}1-0{,}2 = 12$ MHz. Voor hogere frequenties wordt de eindtrap *ET* gebruikt als frequentieverdubbelaar, zodat de hoogste zendfrequentie 24 MHz bedraagt.

De variabele oscillator *VO* is ondergebracht in een bedieningskastje, dat op enige afstand van de zender kan worden opgesteld. In *fig. 12* is dit bedieningskastje afgebeeld. Door de lage frequentie en het kleine frequentiegebied is de frequentiestabiliteit van deze oscillator groot. Bovendien zijn nog verschillende maatregelen genomen om deze stabiliteit zo hoog mogelijk op te voeren. Zo is bijv. de oscillatorbuis zo los mogelijk met de kring gekoppeld en zijn speciale condensatoren aangebracht ter compensatie van capaciteitsvariaties bij temperatuurveranderingen. Alle elementen die tot de trillingskring behoren, dus de spoel, de variabele condensator en de compensatiecondensatoren, zijn ondergebracht in een doos die bestaat uit een materiaal dat slecht warmte geleidt, zodat de temperatuur van deze onderdelen nagenoeg

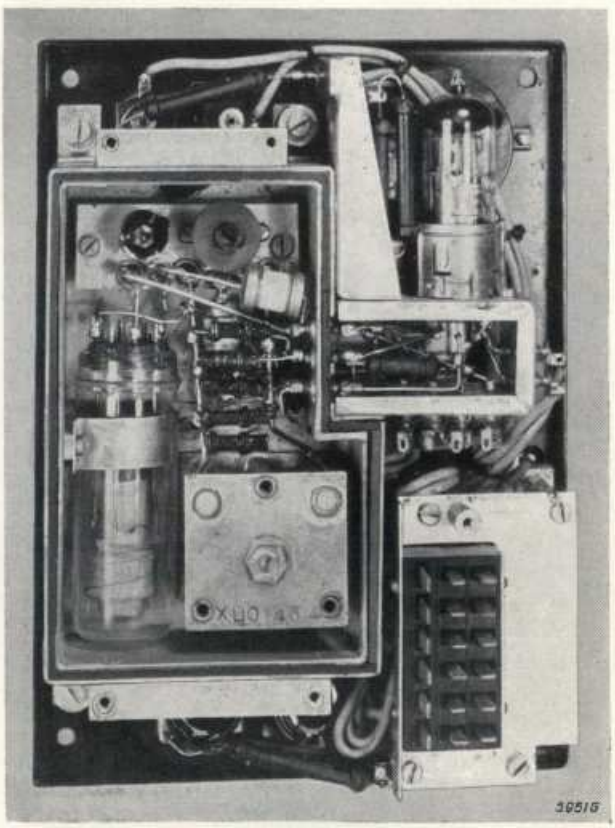


Fig. 12. Bedieningskastje van de vliegtuigzender SVZ 101. Dit kastje bevat een oscillator waarvan de frequentie continu variabel is tussen 200 en 300 kHz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dezelfde is. De frequentievariatie ten gevolge van een temperatuurverandering van 60 °C kon door deze maatregelen beperkt blijven tot 150 Hz.

Het frequentieregelorgaan *FR* beïnvloedt de frequentie van de stuurtrap *ST* op twee manieren, nl. door een reactantiebuis, die parallel met de oscillatorkring is geschakeld, en bovendien door een eveneens parallel met deze kring geschakelde regelspoel, welke is gewikkeld op een kern van Ferroxcube. Van dit materiaal wordt de magnetische permeabiliteit gewijzigd door het magnetisch veld van een juk, dat wordt bekrachtigd door een gelijkstroom die door een hiertoe op het juk aangebrachte wikkeling vloeit. Daar de laatstgenoemde wikkeling een vrij grote coëfficient van zelfinductie heeft, is deze regeling vrij traag, doch de frequentievariatie die hiermede kan worden verkregen, is veel groter dan die welke men met een reactantiebuis bereikt. Daarentegen kan de regeling met een reactantiebuis zeer snelle frequentievariaties compenseren.

Voor nadere bijzonderheden betreffende de vliegtuigzender SVZ 101 verwijzen wij naar een elders verschenen artikel [13]).

Andere toepassingen van met impulsen gesynchroniseerde oscillatoren

Ten slotte willen wij nog enkele andere gebieden der telecommunicatietechniek noemen waar met voordeel van een IGO gebruik kan worden gemaakt.

Allereerst wijzen we op de mogelijkheden die dit systeem biedt voor het opwekken van draaggolven voor draaggolftelefonie. In het algemeen zijn de frequenties van deze draaggolven veelvouden van een bepaalde grondfrequentie, bijv. 4 kHz. Deze kunnen dus ieder worden opgewekt door een IGO, terwijl deze oscillatoren alle worden gesynchroniseerd met behulp van één impulsgenerator. Dit kan een belangrijke vereenvoudiging betekenen ten opzichte van het systeem waarbij de verschillende draaggolven door middel van filters worden verkregen uit een impulsgenerator met een herhalingsfrequentie van 4 kHz [14]).

Ook voor generatoren die gebruikt worden als frequentiestandaard biedt het gebruik van één of meer met impulsen gesynchroniseerde oscillatoren voordelen, omdat men hierbij van één standaardfrequentie een willekeurige frequentie met een zeer grote nauwkeurigheid kan afleiden. Door de methode der decadenafstemming kan men de frequentie direct aflezen, waardoor vergissingen zo goed als uitgesloten zijn, daar interpolaties, die bij andere systemen vaak moeten worden uitgevoerd, hier niet nodig zijn.

Door toepassing van het IGO-principe in ontvangtoestellen die zijn geconstrueerd volgens het zg. dubbele superheterodyneprincipe, is het mogelijk de instelschaal volgens het decadensysteem in te richten, dwz. dat de instelnauwkeurigheid voor alle frequenties nagenoeg even groot is. De eerste frequentietransformatie gebeurt dan bijv. met een IGO die frequentiestappen van 100 kHz maakt, en de tweede met een oscillator waarvan de frequentie continu in een gebied van 100 kHz kan worden gevarieerd.

Met zenders en ontvangers die zijn ingericht volgens het IGO-principe, is het mogelijk in de frequentiebanden tot ongeveer 30 MHz de verbindingen direct, dwz. zonder „zoeken", tot stand te brengen. Hierdoor kan een sneller en betrouwbaarder verkeer worden verkregen. Verder is het mogelijk door de grote keuze uit zeer vele in frequentie dicht opeenliggende kanalen (bijv. met een onderlinge afstand van slechts één kHz voor telegrafie), het verkeer over deze kanalen te verdelen, waardoor de kans op onderlinge storingen en de noodzaak van wachten veel kleiner wordt, wat bijv. in de luchtvaart en bij scheepsverkeer van belang kan zijn.

Samenvatting. In het bovenstaande wordt een methode beschreven volgens welke een oscillator kan worden geconstrueerd die met vele verschillende frequenties kan werken en bij ieder van deze frequenties dezelfde stabiliteit vertoont als een oscillator waarvan de frequentie door een kristal is gestabiliseerd, terwijl toch slechts één kwartskristal nodig is. Hiertoe wordt de betreffende oscillator gesynchroniseerd met een harmonische van een periodieke serie spanningsimpulsen (met impulsen gesynchroniseerde oscillator, IGO), die worden ontleend aan een impulsgenerator waarvan de herhalingsfrequentie door een kristal is vastgelegd. Het systeem vertoont overeenkomst met een filter dat een zeer smalle frequentieband doorlaat en waarvan de instelfrequentie door middel van één enkele kring kan worden gewijzigd.

Door middel van een IGO kunnen frequentievermenigvuldiging en frequentiedeling in een verhouding tot ongeveer 1 : 200 worden tot stand gebracht. Met een combinatie van een IGO en een oscillator met een continu veranderlijke frequentie welke veel lager is dan die van de IGO en die hierdoor een grote absolute stabiliteit kan hebben, is het mogelijk een zender te construeren die met iedere gewenste frequentie in een bepaald gebied kan werken en hierbij een zeer grote frequentiestabiliteit heeft. Andere gebieden van de telecommunicatietechniek waar het gebruik van een IGO belangrijke voordelen kan opleveren, zijn: draaggolftelefonie, frequentiestandaards en radio-ontvangtoestellen.

[13]) E. H. Hugenholtz, The application of impulse-governed-oscillators (IGO) in aircraft transmitters, Communication News **11**, 13-21, 1950 (No. 1).

[14]) Zie: D. Goedhart en G. Hepp, Het opwekken van de draaggolven in een installatie voor draaggolftelefonie, Philips techn. T. **8**, 137-146, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HOGEDRUK-KWIKLAMPEN VOOR HET VERVAARDIGEN VAN LICHTDRUKKEN

door W. ELENBAAS en K. R. LABBERTÉ.

621.327.312:778.1

Met het oog op de belangrijke plaats die het lichtdrukprocédé zich bij de reproductie van technische documenten heeft veroverd, is het rendement van de gebruikte lichtbron een factor van grote betekenis. Speciaal de hogedruk-kwiklamp blijkt voor lichtdrukdoeleinden uitermate geschikt. Het nuttig effect van deze lamp wordt gunstig beïnvloed door ultraviolet doorlatend hardglas voor de buiswand te gebruiken. Het kan nog meer worden vergroot door in plaats hiervan kwartsglas te bezigen, daar dan het vermogen kan worden opgevoerd en tevens de doorlating van kwartsglas voor de in aanmerking komende lichtsoorten groter is.

Lampen voor lichtdrukdoeleinden

Lichtdrukken is een documenten-vermenigvuldigingsmethode die berust op een fotochemisch proces. De te reproduceren tekst of tekening wordt met niet lichtdoorlatende inkt op een wel doorlatende papiersoort (calque) aangebracht, welke calque gelegd wordt op het zogenaamde lichtdrukpapier, een papier waarvan de oppervlaktelaag op speciale wijze is geprepareerd. De calque wordt dan bestraald door een sterke lichtbron, en, bij geschikte keuze van lichtkleur en -sterkte, is de afdruk binnen zeer korte tijd gevormd. Deze afdruk moet daarna nog ontwikkeld worden. De voordelen van dit contactprocédé liggen voor de hand: men kan snel op ware grootte een vrijwel onbegrensd aantal reproducties maken. Er zijn lichtdrukmachines geconstrueerd die, door middel van een transportsysteem, het vervaardigen van vele afdrukken na elkaar ten zeerste versnellen en vergemakkelijken.

De gebruikelijke soorten lichtdrukpapier zijn voornamelijk gevoelig voor violette en ultraviolette straling (hetgeen o.a. het voordeel heeft dat het niet-ontwikkelde papier zonder veel bezwaar aan de inwerking van daglicht kan worden blootgesteld). In *fig. 1* is de spectrale gevoeligheidskromme van een veel gebruikt soort lichtdrukpapier getekend. Zoals men ziet, ligt de maximale gevoeligheid bij een golflengte van ongeveer 4000 Å.

De eis die aan een goede lichtdruklamp moet worden gesteld is, dat een groot gedeelte van het uitgestraalde vermogen in het golflengtegebied ligt waarin het papier gevoelig is. Zoals reeds eerder in dit tijdschrift werd uiteengezet [1]), komen als lichtdruklampen daarom vooral in aanmerking de koolbooglamp en de hogedruk-kwikontladingslamp. Aan de eerste lamp, die vroeger veel gebruikt werd, kleven echter diverse bezwaren, zoals het onderhoud dat zo'n lichtbron behoeft, de grote variaties in lichtstroom die kunnen voorkomen, en de grote stroomsterkte die vereist is. Een ander, niet minder belangrijk, nadeel van de koolbooglamp is dat ze een nagenoeg puntvormige lichtbron vormt, waardoor de verlichting van de calque van het midden tot

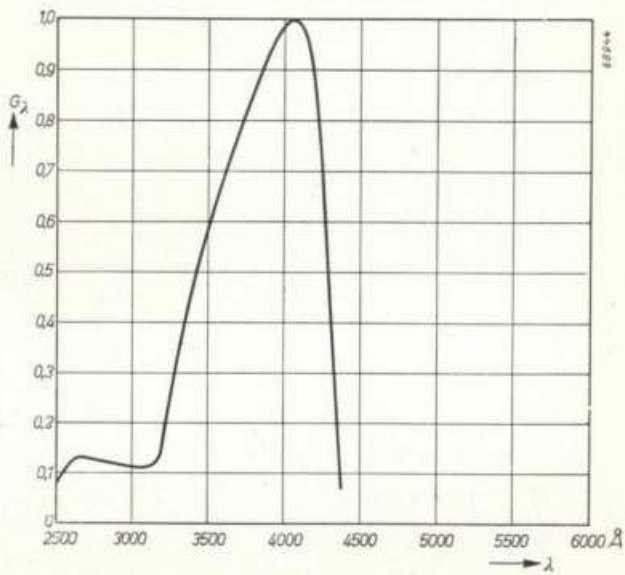


Fig. 1. Spectrale gevoeligheidskromme van een veel toegepast lichtdrukpapier (in relatieve maat). (Ontleend aan R. J. H. Alink, Ned. T. Natuurkunde **9**, 135-147, 1942 (fig. 2).)

de rand aanzienlijk varieert. Om een gehele calque gelijkmatig af te drukken, moet òf de lamp op grote afstand van het papier geplaatst worden, wat tot lange belichtingstijden leidt en energetisch onvoordelig is, òf de lamp (of het papier) voortdurend heen en weer bewogen worden.

De hogedruk-kwikontlading heeft een spectrale energieverdeling die in *fig. 2* is afgebeeld. Deze figuur toont aan dat de kwikontlading zeer geschikt

[1]) A. A. Padmos en J. Voogd, Kwiklampen voor het vervaardigen van lichtdrukken, Philips techn. T. **6**, 251-253, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is voor ons doel, daar een aantal sterke spectrale lijnen in de buurt van $\lambda = 4000$ Å ligt. Bovendien is de ontladingslamp vrij van de voor de koolboog vermelde bezwaren, en de lamp is lijnvormig; de lengte van de ontlading kan gemakkelijk bij de breedte van het papier worden aangepast. Door het papier cylindervormig om de lamp aan te brengen, kan zonder bewegen een gelijkmatige belichting worden verkregen.

Voor een goed rendement van de hogedruk-kwiklamp als lichtdruklamp is het nodig dat het materiaal van de buiswand de straling waarvoor het papier gevoelig is nagenoeg onverzwakt doorlaat.

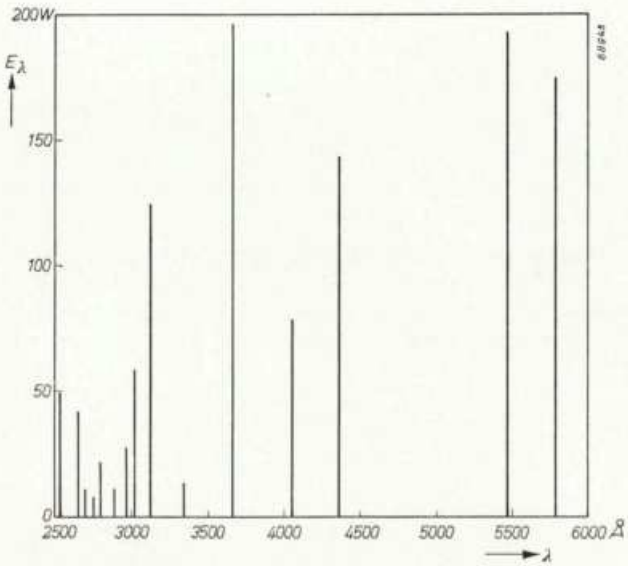


Fig. 2. Spectrum van de hogedruk-kwikontlading in een lichtdruklamp HOK 3000 W. De lengte van de lijnen geeft het in de spectrale lijn geëmitteerde vermogen in watts. Een continuum is niet of nauwelijks aanwezig.

Lampen die van ultraviolet doorlatend hardglas gemaakt zijn voldoen in vele gevallen aan de gestelde eisen. Daarnaast fabriceert Philips ook lampen met een buiswand van kwartsglas. Het gebruik van kwartsglas is weliswaar kostbaarder, maar biedt het voordeel dat een grotere belasting per lengte-eenheid toelaatbaar is, wat, mede door het grotere doorlatingsvermogen van het kwartsglas voor de voor het lichtdrukken werkzame straling, tot grotere lichtdruksnelheden leidt. In sommige gevallen is daardoor de duurdere kwartslamp economisch verantwoord.

Enige gegevens van de door Philips in de handel gebrachte lampen zijn in *tabel I* vermeld. De HOG-lampen hebben een hardglazen buiswand, de HOK-lampen bezitten een buiswand van kwartsglas. De typen van eenzelfde soort zijn onderscheiden naar het opgenomen vermogen, corresponderend

Tabel I. Enkele gegevens van de door Philips gemaakte lichtdruklampen.

Type	lichtgevende lengte cm	boogspanning V	max. ontsteekspanning V	open spanning V	stroomsterkte A
HOG 700 W	43	190	340	390	3,9
HOG 2000 W	122	550	680	850	4.2
HOK 1200 W	40	550	600	850	2,5
HOK 2000 W	55	550	600	850	4,2
HOK 3000 W	130	1250	1500	2000	2,9

met verschillende lichtgevende lengten van de buis. (Men verkrijgt de beste resultaten indien de lichtgevende lengte van de lamp gelijk is aan of iets groter is dan de papierbreedte.) In *fig. 3* is ter illustratie een geopende lichtdrukmachine afgebeeld.

De fabrikant van lichtdrukmachines heeft dus de keuze uit een tweetal hardglazen en een drietal kwartsglazen lampen.

Uitvoering en eigenschappen

Zoals men uit tabel I ziet, is de boogspanning vooral bij de lange buizen vrij hoog, zodat ook de open spanning van de spanningsbron (een zg. terugvaltransformator, die een afzonderlijke smoorspoel overbodig maakt) hoog moet zijn opdat de lampen stabiel zullen branden. De hoge boogspanning is gekozen omdat voor een lagere boogspanning de kwikdruk lager of de buisdiameter zeer veel groter zou moeten zijn. Het laatste betekent, vooral voor kwartsglazen lampen, een hogere prijs. Bovendien zou de aanlooptijd van de lamp (dit is de tijd welke na het ontsteken verloopt totdat de boogspanning de stationnaire waarde heeft bereikt) zeer lang worden. Het eerste alternatief, een verlaging van de druk, heeft tot gevolg dat de ontlading minder samensnoert, en de buiswand daardoor sneller verkleurt. Dit verkleuren wordt nl. voor een groot

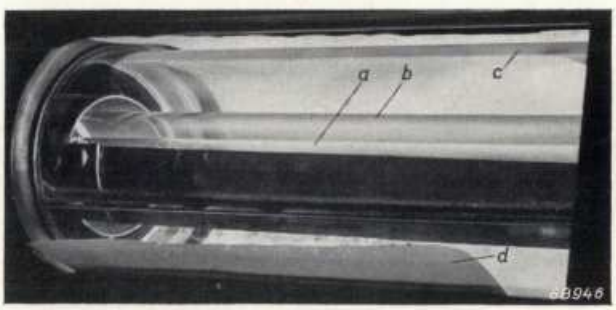


Fig. 3. Gedeelte van een geopende lichtdrukmachine (fabrikaat N. V. Van der Grinten, Venlo). *a* kwartsglazen lamp HOK 2000 W, *b* glazen mantel, die dient om de ozonvorming tot een nauw gebied om de lamp te beperken, *c* roterende glazen cylinder, waartegen calque en lichtdrukpapier *d* worden aangedrukt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

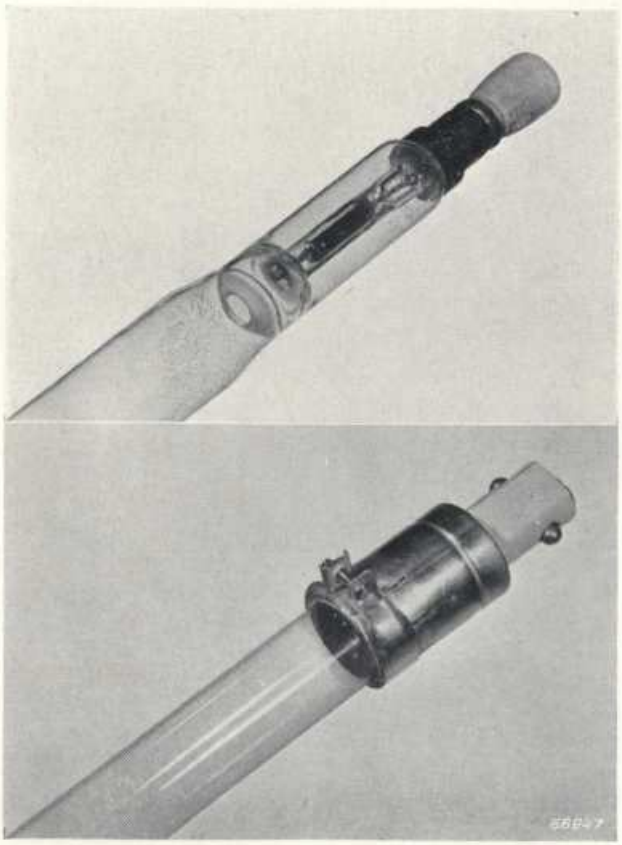


Fig. 4. *a*) Lampeinde van de HOK-lamp (het normaal gezandstraalde gedeelte is terwille van de duidelijkheid blank gelaten), *b*) idem van de HOG-lamp. Bij de HOK-lamp merkt men van links naar rechts op: kwikdruppels op de binnenzijde van de ontladingsbuis, het kwartsglazen diafragma dat o.a. dient om de ontlading te centreren, de kathode en de insmelting welke bestaat uit molybdeenband, litsdraad en — nog juist zichtbaar bij de lampvoet — een extra insmelting, waarvoor gebruik is gemaakt van glas als tussenmateriaal tussen het kwartsglas en de insmeltdraad. De kwartsglazen buis loopt door en draagt de lampvoet met geïsoleerde aansluitmoer. De HOG-lamp bezit een universele lampvoet, die op de buis is gemonteerd met behulp van een klemband.

deel veroorzaakt door de adsorptie van positieve kwikionen aan de wand. Deze ionen worden daar geneutraliseerd en kunnen wegens hun grote atoomdiameter de wand niet of nauwelijks meer verlaten. (Men is er in geslaagd in verkleurd kwartsglas kwik langs chemische weg aan te tonen.) Hoe meer de ontlading samensnoert, dus hoe hoger de druk in de buis, des te minder ionen zullen de wand treffen en des te geringere verkleuring zal optreden.

Ook de electroden van de lamp kunnen een zwarting van de buiswand veroorzaken. Om de, samengesnoerde, ontlading te dwingen in de as van de buis te blijven, en om de door de electroden veroorzaakte zwarting van de buiswand zoveel mogelijk tot de buiseinden te beperken, zijn in de HOK-lampen, ongeveer 1 cm voor de electroden, kwartsglazen diafragma's aangebracht met een diameter van 7 mm. Op deze manier wordt een lamp verkregen met een over de gehele buislengte constante helderheid; dit is een belangrijke voorwaarde waaraan een goede lichtdruklamp moet voldoen.

De electroden in de lichtdruklampen zijn oxydekathoden. Bij de kwartsglazen lampen wordt voor de stroomtoevoer gebruik gemaakt van doorvoeringen van molybdeenband, 4 mm breed en 12 tot 13 μ dik. Deze doorvoeringen komen, vooral dicht bij de insmelting, op een hoge temperatuur, en het gedeelte buiten de lamp oxydeert daardoor snel, hetgeen springen van de insmelting tot gevolg kan hebben. Het is daarom, en mede terwille van het aanbrengen van de diafragma's, nodig geweest een speciale insmelting te ontwikkelen. Deze is in *fig. 4a* afgebeeld.

Zoals men ziet, loopt de kwartsglazen buis voorbij de insmelting nog door. Dit is gedaan omdat ter plaatse van de insmelting een zo hoge temperatuur heerst, dat de lampvoet daar te warm zou worden. Bij de afgebeelde constructie, waarbij de lampvoet een eind van de insmelting af is bevestigd, is de temperatuur ter plaatse van de lampvoet zoveel lager, dat deze op eenvoudige wijze met een tegen hitte bestand zijnde kit op de buis kan worden bevestigd.

Bij de HOG-lampen wordt de algemeen bij glas gebruikelijke insmelting toegepast. Daar wegens de lagere belasting de temperatuur ter plaatse van de insmelting niet zo hoog is als bij de kwartsglazen

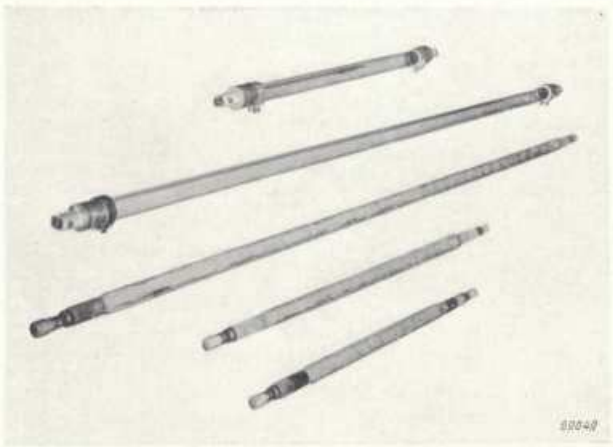


Fig. 5. Door Philips ontwikkelde lichtdruklampen. Van onder naar boven: HOK 1200 W, HOK 2000 W, HOK 3000 W, HOG 2000 W en HOG 700 W. (HOK 3000 W is ca 1,5 m lang).

lampen, kunnen de lampvoeten van de HOG-lampen, zij het met een tussenlaag van asbest, met een klemband op de buis worden bevestigd (zie fig. 4*b*). Deze lampvoeten zijn universeel, nl. geschikt voor zijcontact, eindcontact en contactschroef. In *fig. 5* zijn de beschreven lampen afgebeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De vermogensbalans van de diverse lampen is gegeven in *tabel II*. Uit deze tabel blijkt dat het gebruik van kwarts, ondanks de grotere moeilijkheden bij de fabricage van de lampen en de hogere prijs, de moeite wel loont. Het percentage van het toegevoerde vermogen dat als straling van de ontlading de buiswand passeert, is in de HOK-lampen nagenoeg het drievoudige van dat bij de HOG-lampen.

Tabel II. Vermogensbalans van de lichtdruklampen.

Type	gemiddelde wandtemperatuur	door de ontlading uitgestraald vermogen dat de buiswand passeert		door de buiswand uitgestraalde warmte		door geleiding en convectie afgevoerde warmte	
	°C	in watt	in %	in watt	in %	in watt	in %
HOG 700 W	425	120	17	380	55	200	28
HOG 2000 W	425	350	18	1100	55	540	27
HOK 1200 W	600	575	48	400	33	225	19
HOK 2000 W	620	1000	50	625	31	375	19
HOK 3000 W	580	1250	42	1025	35	700	23

Dit grote verschil is voor een belangrijk deel te danken aan de grotere belasting per lengteeenheid van de HOK-lampen, waardoor de totale straling per watt toegevoerd electrisch vermogen aanzienlijk groter is, en voor de rest aan de geringere absorptie van straling in de buiswand van de HOK-lampen. De absorptie in het hardglas van de HOG-lampen in het nabije ultraviolet is nl. bij de hoge werktemperatuur van de lamp (ca 425 °C) aanzienlijk groter dan bij kamertemperatuur, waar zij niet veel verschilt van die in kwartsglas. Waren de HOG-lampen voorzien van een kwartsglazen ballon, dan zou het vermogen dat als straling de buiswand passeert, bij de HOG 700 W lamp 175 W bedragen in plaats van 120 W, bij de HOG 2000 W lamp 500 W in plaats van 350 W. Voor beide lampen zou in dit geval dus ongeveer 25% van het door de lampen opgenomen vermogen worden uitgestraald, in plaats van 17% bij gebruik van hardglas.

De invloed van de absorptie door de buiswand op de spectrale verdeling der uitgezonden straling toont *tabel III*. In het zichtbare gebied hebben de HOK 1200 W lamp en de HOG 2000 W lamp nagenoeg gelijke intensiteiten; bij de golflengten $\lambda = 3655$ Å en $\lambda = 3341$ Å, die voor het lichtdrukken nog belangrijk zijn, bedraagt het door de HOG-lamp uitgezonden vermogen resp. 55% en 18% van de door de HOK-lamp geleverde straling.

In de laatste kolom van tabel III is het rendement η van de lichtdruklampen gegeven (bij gebruik van het door fig. 1 gekarakteriseerde lichtdrukpapier). Dit is bepaald door de formule

$$\eta = \frac{\int E_\lambda G_\lambda \, d\lambda}{W},$$

waarin E_λ het vermogen (in watts) voorstelt dat door de lamp bij verschillende golflengten wordt uitgestraald (en dat in tabel III is gegeven), G_λ de gevoeligheid van het lichtdrukpapier volgens fig. 1, met de maximale gevoeligheid gelijk aan 1 gesteld, en W het door de lamp opgenomen vermogen (in watts). De straling met golflengten kleiner dan $\lambda = 3000$ Å is niet meegerekend, daar deze door het glas wordt geabsorbeerd dat zich steeds tussen lamp en papier bevindt, en waar het papier omheen geleid wordt, terwijl de straling bij $\lambda = 3022$ Å en $\lambda = 3130$ Å om dezelfde reden slechts voor de helft in aanmerking is genomen. De HOK-lampen bereiken, zoals men uit tabel III ziet, een rendement van bijna 10%.

Behalve voor lichtdrukken zijn HOK-lampen, juist wegens de grote doorlating van de wand voor de ver-ultraviolette straling die door de kwikontlading wordt uitgezonden, ook geschikt voor andere fotochemische processen, en wel speciaal voor die waar een lijnvormige lichtbron voordeel biedt. Wij noemen hier de vorming van provitamine D [2]), het maken van ozon, en het onderzoek van verkleuringsprocessen.

Bij lichtdrukmachines is de vorming van ozon wel eens een bezwaar (reuk, oxydatie). Ozon wordt

[2]) Vgl. bijv. A. van Wijk, Lampenfabriek en vitamineonderzoek, Philips techn. T. **3**, 33-39, 1938.

Tabel III. Vermogen in W uitgezonden door de gehele lamp in de belangrijkste spectrale lijnen, en rendement η.

Type \ λ(Å)=	2537	2653	2699	2753	2804	2894	2967	3022	3130	3341	3655	4047	4358	5461	5780	η
HOG 700 W	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5	0,3	7,5	8,5	13	19	12	2½%
HOG 2000 W	—	—	—	—	—	—	—	<0,5	1,5	1	36	35	58	77	58	3½%
HOK 1200 W	18	14,5	3,5	3	7,5	4,5	11	19	41	5,5	64	30	55	75	58	8 %
HOK 2000 W	37	34	7,5	6	17,5	8,5	21	43	85	10	128	52	96	122	128	9 %
HOK 3000 W	49	42	10,5	7,5	21,5	11	29	59	125	13,5	190	79	144	187	174	8½%

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gevormd door bestraling van lucht met straling van een golflengte van ca 1850 Å. Teneinde geen ozon te doen ontstaan in de grote hoeveelheid vrij in het lokaal uitstromende koellucht, die nodig is om de glazen cylinder waar de calque en het lichtdrukpapier tegenaan gedrukt worden voldoende af te koelen (calque en lichtdrukpapier mogen niet warmer worden dan ca 70 °C), plaatst men om de lamp een mantel van een glas dat deze straling absorbeert. Deze mantel wordt steeds bij de HOK-lampen toegepast, doch vaak ook bij de HOG-lampen, indien een relatief compact geconstrueerde lichtdrukmachine wordt gebruikt, of wanneer het lichtdrukpapier minder hoge temperaturen verdraagt dan normaal. Zonder mantel zou dan zo sterk gekoeld moeten worden dat de kans zou bestaan dat het kwik in de lamp condenseerde en de boogspanning daardoor zou dalen. Hoewel het glas van de genoemde cylinder en van de mantel een lagere verwekingstemperatuur mag hebben dan de wand van de lamp, moet wel de eis gehandhaafd blijven dat het de nuttige straling voor het lichtdrukprocédé ($\lambda > 3000$ Å) nagenoeg niet absorbeert, zodat het voordeel van de HOK-lamp boven de HOG-lamp niet te niet wordt gedaan.

Samenvatting. Voor lichtdrukdoeleinden wordt een lichtbron verlangd die sterke straling uitzendt in het violet en het nabije ultraviolet, en die weinig onderhoud behoeft. De koolbooglamp, die oorspronkelijk werd gebruikt, is nagenoeg volledig verdrongen door de hogedruk-kwikontladingslamp welke deze eigenschappen bezit en bovendien lijnvormig is, hetgeen voor het lichtdrukken van groot belang is. Het materiaal van de buiswand van deze lampen moet, ook bij de hoge werktemperaturen, doorlatend zijn voor ultraviolette straling. Tevens dient het deze temperaturen zonder schade lange tijd te kunnen weerstaan. Ultraviolet doorlatend hardglas en kwartsglas blijken aan deze eisen te voldoen. Enkele door Philips gemaakte lichtdruklampen, de HOG-lampen (hardglas) en de HOK-lampen (kwartsglas) worden besproken en de gegevens ervan worden in tabellen toegelicht. Het lichtdruk-rendement van de in kwartsglas uitgevoerde HOK-lampen is, mede ten gevolge van de toegepaste hogere belasting per cm buislengte, meer dan het dubbele van dat van de hardglazen HOG-lampen. Behalve voor het lichtdrukken kunnen de HOK-lampen ook voor andere fotochemische processen worden gebruikt, dank zij de aanmerkelijke emissie in enige ver-ultraviolette spectrale lijnen.

ENIGE DAGLENGTE-EFFECTEN BIJ POINSETTIA EN POPULUS

door R. van der VEEN.

581.1.035.2

Door systematische proeven is het in enige gevallen gelukt iets te ontwarren van de ingewikkelde processen in het plantenleven die samenhangen met de daglengte. Zo is men er toe gekomen aan te nemen dat bij Poinsettia een stof die de bloei bewerkstelligt, wordt geïnactiveerd door een remstof, die bij lange dagelijkse belichting in de bladeren wordt gevormd; de bloeistof wordt omhoog en omlaag, de remstof alleen omlaag getransporteerd. Met behulp van deze hypothese kunnen allerlei, ogenschijnlijk vreemde, gevallen van bloei en uitblijven van bloei worden verklaard. Iets dergelijks geldt ten aanzien van het de winterrust ingaan, respectievelijk opnieuw uitlopen, van populieren.

Licht is een uitermate belangrijke factor in het leven van een plant. Beter gezegd: het is een ingewikkeld samenstel van factoren. Niet alleen de intensiteit en de spectrale samenstelling van het licht, maar ook de daglengte is van grote invloed. Een overzicht van deze effecten werd reeds in dit tijdschrift gegeven [1]).

Nader onderzoek heeft aangetoond dat variatie van de daglengte bij verschillende planten nog weer geheel verschillende effecten heeft. Zo is het bij sommige, bijv. de kerstster (Poinsettia), de bloei, bij andere, als de populier (Populus), het ingaan van de winterrust, die nauw met de daglengte zijn verbonden.

Om proeven op dit gebied te kunnen doen, moet men de daglengte naar willekeur kunnen regelen, en zorgen voor reproduceerbare omstandigheden. Daarom hebben wij gebruik gemaakt van voor dergelijke doeleinden ontworpen kweekkasten [2]), waarin de planten uitsluitend aan kunstlicht zijn blootgesteld en waarin ook overigens een geheel kunstmatig klimaat heerst, dat men volkomen in de hand heeft.

[1]) R. van der Veen, Philips techn. T. **11**, 45-51, 1949.

[2]) R. van der Veen, Philips techn. T. **12**, 1-5, 1950 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bloei bij Poinsettia

Poinsettia is een uitgesproken kortedagplant. Dat wil zeggen: indien de dagelijkse belichtingsduur minder dan twaalf uren bedraagt, zullen de planten gaan bloeien, bij langere belichting kan men er van verzekerd zijn dat ze niet in bloei komen. Door variatie van de daglengte kan men Poinsettia dus naar wens in bloei krijgen ofwel vegetatief houden.

Door een plant die bij lange dagen (16 uren) is opgegroeid, gedurende een week bij een temperatuur van 26 °C bloot te stellen aan korte dagen (9 uren) en haar vervolgens weer lange dagen te geven, dwingt men de plant tot het vormen van een vertakking in drie gelijkwaardige takken (*fig. 1*). Als eindknop is dan een bloemprimordium aangelegd, dat echter niet tot ontwikkeling kan komen. Onmiddellijk beneden deze knop ontstaan drie zijtakken, die, doordat zij zich in lange dag ontwikkelen, nu vegetatief blijven. (Dit is de enige wijze waarop een vertakking in gelijkwaardige takken wordt verkregen. Door wegnemen van de toppen worden ook wel nieuwe takken gevormd, maar in de regel zal de bovenste hiervan sterker groeien dan de lagere.)

Fig. 1. Door Poinsettia (kerstster) te laten opgroeien in lange dagen (16 uren), dan gedurende één week bloot te stellen aan korte dagen (9 uren) en daarna weer aan lange dagen, ontstaat de afgebeelde vertakking in drie gelijkwaardige takken (*1, 2, 3*).

Fig. 2. Na 10 korte dagen komt Poinsettia in bloei. De bloeiwijze heeft dan echter slechts weinig bloemen en mist de krans van rode bladeren er om heen, die bij de volledige bloei steeds aanwezig is.

Om tot volledige bloemvorming te geraken, moet de plant ten minste tien korte dagen achtereen hebben gehad. Dan ontstaat echter nog niet de voor Poinsettia zo typische bloeiwijze met een rode bladerkrans om de bloemen heen. De bloeiwijze is nog zeer los en bestaat uit weinig bloemen (*fig. 2*). Na een groter aantal korte dagen ontstaan wel meer bloemen in de bloeiwijze, doch deze blijft steeds los en groen, totdat er na omstreeks 30 korte dagen vrij plotseling een grote verandering optreedt. De bloeiwijze wordt dan sterk gedrongen en vertoont een krans van rode bladeren (*fig. 3*). Voor de vorming van een volledige bloeiwijze zijn dus ongeveer 30 korte dagen nodig.

Omdat Poinsettia zo sterk op de daglengte reageert, werd deze plant gekozen als object voor de volgende proeven.

Door de plant een week lang bloot te stellen aan korte dagen werd een vertakking in drie gelijkwaardige takken verkregen. Eén van deze takken werd verwijderd. Van de twee andere werd één tak blootgesteld aan lange dagen (16 uren), en de andere, door

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het licht dagelijks gedurende enige uren af te schermen, aan korte dagen (9 uren). Zoals te verwachten was, reageerden de beide takken autonoom op de daglengte, dwz. de kortedagtak ging bloeien, terwijl de langedagtak vegetatief bleef (*fig. 4*).

De langedagtak kon toch in bloei worden gebracht door hem te ontdoen van alle bladeren (*fig. 5*). Dit moet worden toegeschreven aan invloed van de bladeren aan de kortedagtak. De proef toont aan — wat reeds eerder was bewezen [3]) — dat de daglengteperceptie niet plaats vindt in het groeipunt, doch in de groene bladeren.

Het laten zitten van slechts één blad aan de langedagtak was reeds voldoende om de bloei te voorkomen. Evenmin werd bloei verkregen bij een geheel ontbladerde, in lange dag gehouden plant. Indien een bladerloze plant aan korte dagen zou worden blootgesteld, zou ook geen bloei optreden. Het ontbladeren alleen is dus niet voldoende voor bloeiinductie.

Deze resultaten kunnen worden verklaard door aan te nemen dat bij korte dag in de bladeren een bloeistof wordt gevormd, die in de stengel zowel naar boven als naar beneden wordt getransporteerd. Als deze stof een aan lange dagen blootgesteld blad moet passeren, wordt ze geïnactiveerd door een andere, in dit blad gevormde stof.

Fig. 3. Na ongeveer 30 korte dagen komt Poinsettia vrij plotseling tot volle bloei: meer gedrongen bloeiwijze, met een rode bladerkrans om de bloemen heen.

De volgende proef bevestigt deze onderstelling. Er werd een plant genomen die twee vertakkingen

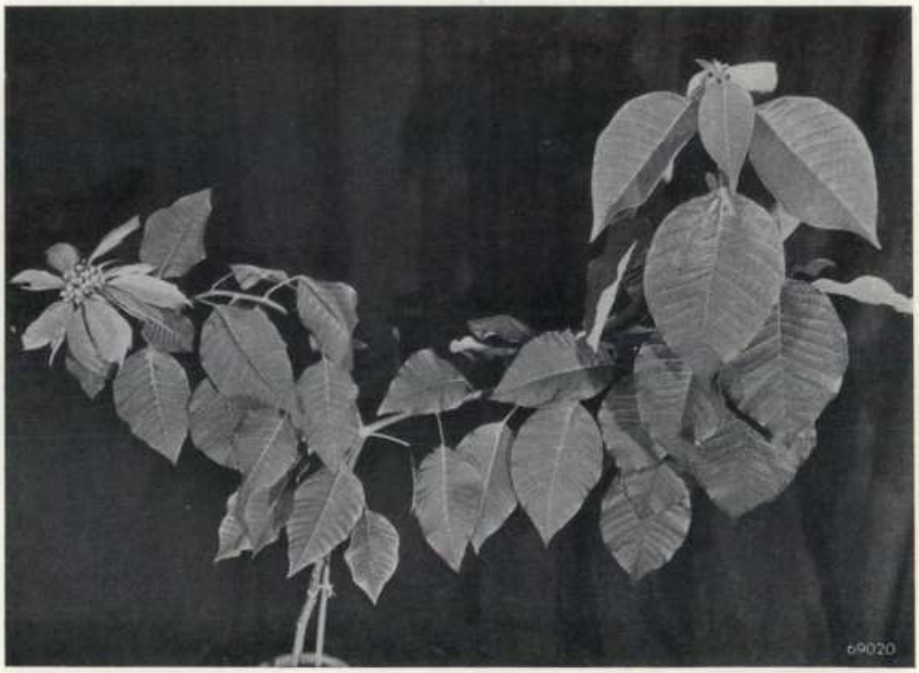


Fig. 4. Poinsettia waarvan de linkse tak is blootgesteld geweest aan korte dagen (9 uren), de rechtse aan lange (16 uren). De linkse tak bloeit, de rechtse is alleen vegetatief.

[3]) Zie o.a.: W. S. Garner en H. A. Allard, Localisation of the response of plants to relative length of day and night, J. agric. Res. **31**, 871-920, 1925.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 5. Na ontbladering van de rechtse tak in fig. 4 komt ook deze (in lange dag) tot bloei, onder invloed van de linkse tak, die zich nog steeds in korte dag bevindt.

had als voorgesteld in *fig. 6*. De tak *A* kreeg korte dagen, de rest lange. Er ontwikkelde zich dus een bloeiwijze aan *A* (fig. 6*a*) terwijl de takken *C* en *D* vegetatief bleven. Nu werden *B* en *D* ontbladerd, *C* echter niet (fig. 6*b*). De bedoeling was, na te gaan of nu aan *D* een bloeiwijze zou ontstaan. Dit bleek na drie maanden nog steeds niet het geval te zijn. Hoewel op de weg van *A* naar het groeipunt van *D* geen enkel aan lange dagen blootgesteld blad wordt gepasseerd, wordt dus toch de onderstelde bloeistof onderweg van *A* naar *D* geïnactiveerd. Oorzaak van deze bloeiverhindering is blijkbaar een stof die in de bladeren van tak *C* wordt gevormd en via tak *B* omlaag wordt getransporteerd. In tak *B* maakt deze stof de opstijgende, uit de bladeren van *A* afkomstige bloeistof onwerkzaam. Door ook *C* van al het blad te ontdoen zouden we dus aan deze inactivering een eind moeten kunnen maken. Inderdaad bleek reeds een maand na het ontbladeren van *C* dat zowel aan het eind van *C* als aan dat van *D* een duidelijk zichtbare bloemknop was aangelegd (fig. 6*c*), hoewel *B*, *C* en *D* nog steeds waren blootgesteld aan lange dagen.

Uit de bovenvermelde proeven is op te maken dat de bloei bij Poinsettia wordt beheerst door een wisselwerking van twee stoffen, waarvan de ene bloemvorming induceert, en de andere deze bloeistof inactiveert. Bekend is, dat groeistof (auxine) eveneens de bloei belemmert. De onderstelling ligt dus voor de hand dat de inactiverende stof die bij lange dagen in de bladeren ontstaat, een auxine zou zijn. Dit is echter nog geenszins uitgemaakt. Wel is zeker, dat een laag auxineniveau niet voldoende is om bloei te induceren; hiervoor is bovendien een positieve factor — de bloeistof — nodig, die in de bladeren wordt gevormd bij korte dagen.

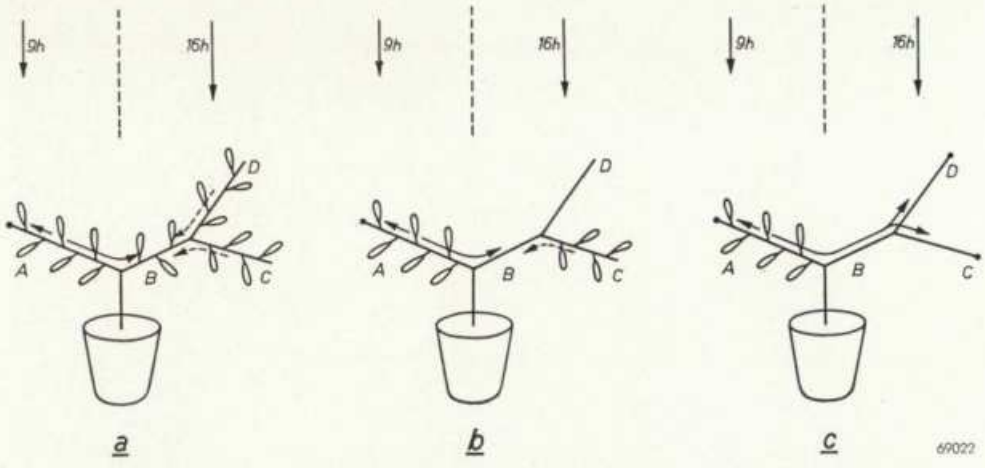


Fig. 6. Ontbladeringsproeven met Poinsettia. De tak *A* bevindt zich in korte dag (9 uren), de takken *B*, *C* en *D* in lange dag (16 uren).
a) Alle takken dragen blad, alleen tak *A* bloeit.
b) De takken *B* en *D* zijn van blad ontdaan. *D* komt niet tot bloei.
c) Nadat ook tak *C* is ontbladerd, ontstaan bloemknoppen aan *D* en aan *C*.
De getrokken pijltjes langs de takken geven de loop van de bloeistof aan, die in de bladeren van de kortedagtak (*A*) ontstaat, de gestippelde pijltjes de loop van een antagonistische stof, gevormd in de aan lange dagen blootgestelde bladeren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

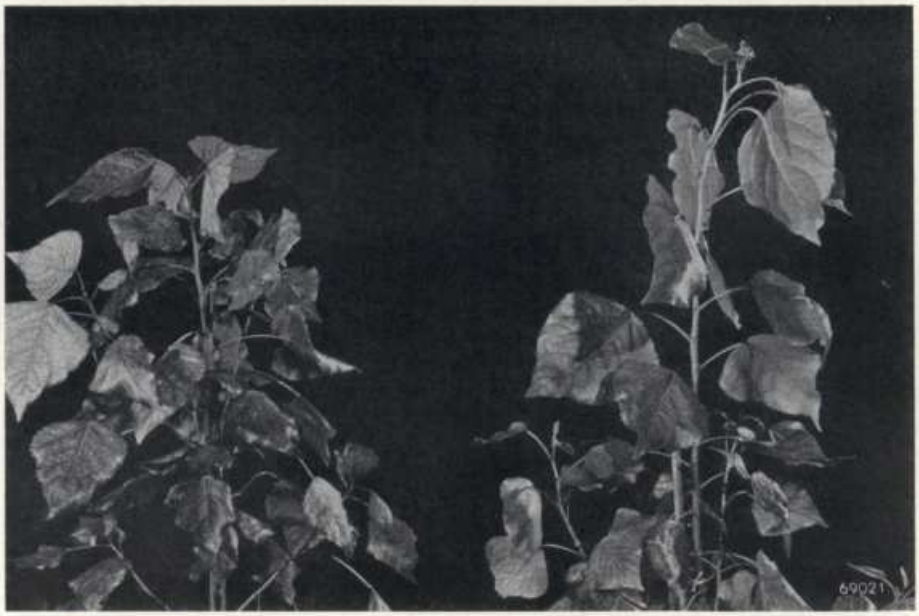


Fig. 7. Twee exemplaren van een populier (Populus robusta), links gedurende 2 maanden in korte dag (12 uren) gehouden, rechts gedurende 2 maanden in lange dag (16 uren). De plant in korte dag ontwikkelt weinig blad en vormt aan het einde van de twijgen een eindknop. Die in lange dag ondervindt geen belemmering in de groei.

Winterrust bij Populus

Evenals Poinsettia een voor de daglengte gevoelige plant is ten opzichte van de bloei, zo is de populier dit wat betreft de winterrust: alleen bij korte dagen gaan de populiertakken in winterrust, bij lange dagen blijft de groei doorgaan.

Over dit onderwerp is reeds een uitvoerige publicatie verschenen [4]); wij willen hier volstaan met het geven van een samenvatting.

Het is gebleken dat de populier in het voorjaar uitloopt onder invloed van het stijgen van de temperatuur; de daglengte heeft hierop geen invloed. Wanneer de boom wordt blootgesteld aan korte dagen, dan worden reeds binnen zes weken rustende eindknoppen gevormd, waardoor de groei ophoudt. In lange dagen echter blijft de boom doorgroeien (*fig. 7*).

Als men de aan korte dagen blootgestelde planten vier maanden na het uitlopen bekijkt, blijken ze alle bladeren te hebben afgeworpen en volledig in winterrust te zijn gegaan. Dit is geschied zonder dat de planten aan enige koude zijn blootgesteld geweest. Het is dus uitsluitend door het korter worden van de dagen dat de populier in winterrust gaat (*fig. 8*). Ook platanen vertonen dit verschijnsel, zoals *fig. 9* laat zien.

De eerste vraag was nu, in hoeverre de takken van één plant in deze reactie autonoom zijn. Om dit na te gaan, werd een eenjarig exemplaar van Populus

Fig. 8. Dezelfde exemplaren als in fig. 7, na drie maanden langer voortgezette behandeling. Hoewel ze niet is blootgesteld geweest aan koude, is de plant in korte dag (links) volledig de winterrust ingegaan. De andere, in lange dag, is blijven doorgroeien.

[4]) R. van der Veen, Influence of daylength on the dormancy of some species of the genus Populus, Physiologia Plantarum **4**, 35-40, 1951 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

robusta gesnoeid tot op twee vergelijkbare takken, waarvan er één aan lange dagen (16 uren) en één aan korte dagen (9 uren) werd blootgesteld. Na vijf weken was duidelijk te zien dat de tak in korte dag in rust ging, terwijl de tak in lange dag doorgroeide. Na drie maanden had deze laatste zich steeds verder ontwikkeld, zodat hij veel dikker

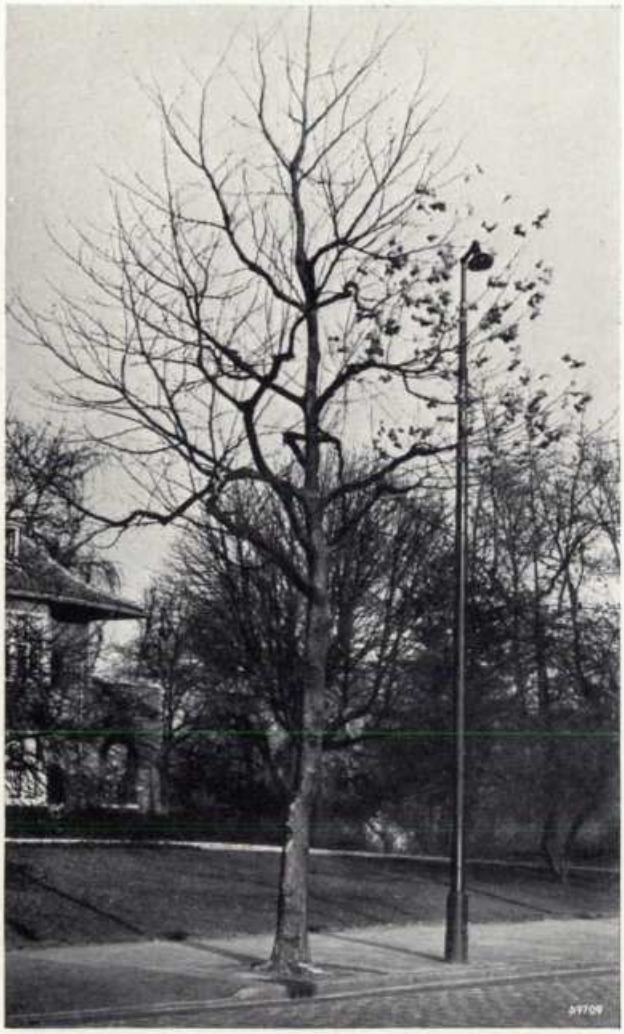


Fig. 9. Eind November te Eindhoven genomen foto van een plataan, die geheel kaal is met uitzondering van het gedeelte dat dank zij een naburige lantaren „lange dagen" heeft gehad.

en zwaarder was geworden dan de nog steeds rustende kortedagtak. De proef werd herhaald met andere exemplaren, met hetzelfde resultaat. Men kan dus veilig aannemen dat ook bij de populier elke tak geheel autonoom op de lichtomstandigheden reageert. In figuur 9 ziet men dit verschijnsel gedemonstreerd aan een plataan.

Evenals bij Poinsettia hebben wij bij de populieren enige ontbladeringsproeven genomen.

1) Een tak in kortedag ging na vijf tot zes weken in rust. Zodra de eindknop was gevormd en de rust dus duidelijk zichtbaar was, werd de tak ontbladerd. Het resultaat was een zeer spoedig ophouden van de rusttoestand, doordat de eindknop ging uitlopen. Werd echter na het intreden van de rust nog vier weken met het ontbladeren gewacht, dan liep de eindknop niet uit en de plant bleef volledig in winterrust.

Een dergelijk verschijnsel treedt op indien men een door korte dagen in rust gegane populier blootstelt aan lange dagen: doet men dit zodra de eindknoppen zijn gevormd, dan is langedagbehandeling nog in staat de knoppen te doen uitlopen, doch wanneer de plant al enige tijd in rust was, dan heeft de langedagbehandeling dit vermogen niet meer.

2) We hebben gezien, dat bij Poinsettia de bloei-inductie van een kortedagtak zich kan uitstrekken tot een ontbladerde langedagtak. Bestaat er bij de populier een dergelijke invloed (ten aanzien van de winterrust) van de ene tak op de andere?

Om dit na te gaan, hebben wij bij een populier één tak in korte dag, een andere in lange dag gehouden en deze laatste tak van het blad ontdaan. Van enige invloed, uitgaande van de kortedagtak, kon hier echter, ook na enige maanden, niets worden waargenomen.

Deze proeven zouden als volgt kunnen worden geïnterpreteerd.

Groeistoffen (auxinen) worden in planten gevormd dicht onder het groeipunt en gewoonlijk ook in de bladeren. Zij bevorderen de strekking, dus de lengtegroei van groeiende stengels, maar verhinderen het uitlopen van knoppen. Een bekend feit is, dat groeistoffen vooral in benedenwaartse richting worden getransporteerd.

De oorzaak waardoor in een normaal groeiende tak de zijknoppen niet uitlopen, ligt besloten in de zoëven opgesomde eigenschappen van de groeistof. De omlaag vloeiende groeistof remt het uitlopen van deze knoppen. Wordt echter de top van de tak afgesneden, dan vermindert door het wegnemen van deze groeistofbron de groeistofconcentratie in de omgeving van de bovenste okselknoppen aanzienlijk. De rem is dus weg en de genoemde knoppen kunnen nu uitlopen. Dit zien we dan ook in de natuur bij een tak met afgesneden top steeds gebeuren.

In lange dag houdt de groeistofvorming ongeveer evenwicht met het verbruik van deze stof (door oxydatie), zodat een bepaalde concentratie gehandhaafd blijft.

In de korte dag ontstaat in de bladeren blijkbaar een andere stof, die eveneens het uitlopen van de okselknoppen remt, doch tevens het groeiende vegetatiepunt dwingt, over te gaan in een rustende eindknop. Deze remstof wordt dus wèl naar boven

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

getransporteerd. Doordat de groei van de tak aldus een einde heeft genomen, houdt automatisch de onder de top gelegen groeistofbron op te vloeien. Het groeistofniveau in de tak wordt dus lager, en de okselknoppen zouden nu uitlopen, ware het niet dat ze daarin worden verhinderd door dezelfde remstof als de eindknop.

Deze remstof, die de winterrust induceert, hoopt zich op in de knoppen. Ze verdwijnt niet zo snel als de groeistof. Vandaar dat het maanden kan duren alvorens een in rust gekomen tak weer kan uitlopen. Iedereen weet, dat kastanjetakken die men in November in een warme kamer zet, niet zullen uitlopen, doch dat takken waarmee men dit in Februari doet, onmiddellijk beginnen te groeien.

In het eerste begin van de rust is de overmaat remstof bij de populier zo gering dat de concentratie — indien deze stof, door lange dagen of ontbladering, niet meer wordt gevormd — al spoedig beneden een zeker minimum komt te liggen, waardoor de knoppen weer gaan uitlopen en op den duur de auxinen weer de overhand krijgen.

Door rust van langere duur ontstaat steeds meer remstof, waardoor het moeilijker — of zelfs onmogelijk — wordt, de knoppen door lange dagen of ontbladeren te activeren. Pas na spontane ontbladering, gevolgd door de nodige tijd rust, komt de populier weer in een toestand waarin de knoppen bij voldoend hoge temperatuur in lange èn in korte dag kunnen uitlopen. Tijdens de winterrust zijn de knoppen bijzonder resistent tegen koude.

Deze inzichten zijn grotendeels niet nieuw. Murneek en medewerkers [5]) hebben reeds een uitgebreide bespreking van de literatuur over daglengte-invloeden op de bloei van planten gegeven, en bij Wareing [6]) is een overzicht te vinden van de literatuur over de invloed van de daglengte in het bijzonder op bomen. De boven beschreven proeven geven een duidelijk voorbeeld van beide gevallen. Zij zijn genomen met planten waarvan is gebleken dat ze zich voor dit onderzoek bijzonder goed lenen.

Samenvatting. Poinsettia en Populus zijn planten die sterk reageren op variatie van de daglengte en zich voor proeven op dit gebied bijzonder goed lenen. Bij beide is gebleken dat takken van eenzelfde exemplaar op de daglengte geheel autonoom reageren en dat de perceptie van de daglengte tot stand komt in de bladeren.

Door een gedeelte van een Poinsettia korte, en het andere gedeelte lange dagen te geven, en van dit laatste gedeelte bepaalde takken te ontbladeren, zijn resultaten verkregen die steun geven aan de volgende hypothese. In de bladeren die zijn blootgesteld aan korte dagen, ontstaat een stof die bloei induceert en door de stengel zowel omhoog als omlaag wordt getransporteerd. In bladeren die dagelijks lang licht krijgen wordt een antagonistisch werkende stof gevormd, die zich althans ten dele omlaag beweegt. Ontmoet deze stof de bloeistof, dan wordt deze laatste geïnactiveerd en komen derhalve de delen van de plant die boven de ontmoetingsplaats zijn gelegen, niet tot bloei. Wèl ontstaan bloemen op plaatsen waar de bloeistof kan komen zonder de remmende stof te ontmoeten.

Bij populieren is het uitlopen van de bladknoppen een kwestie van temperatuur, het ingaan van de winterrust uitsluitend een kwestie van daglengte. Na 5 tot 6 weken korte dag heeft de plant eindknoppen gevormd en is ze de winterrust ingegaan. De uitkomsten van belichtings- en ontbladeringsproeven met Populus robusta kunnen worden geïnterpreteerd door het volgende aan te nemen: bij lange dagen wordt een bepaalde concentratie van een groeistof gehandhaafd, welke stof alleen omlaag kan worden getransporteerd, en bij korte dagen ontstaat in de bladeren een remstof, die zich zowel omhoog als omlaag beweegt. Deze remstof accumuleert in de knoppen en verdwijnt slechts langzaam.

De beschreven proeven werden geheel bij kunstlicht uitgevoerd, in een reproduceerbaar kunstmatig klimaat.

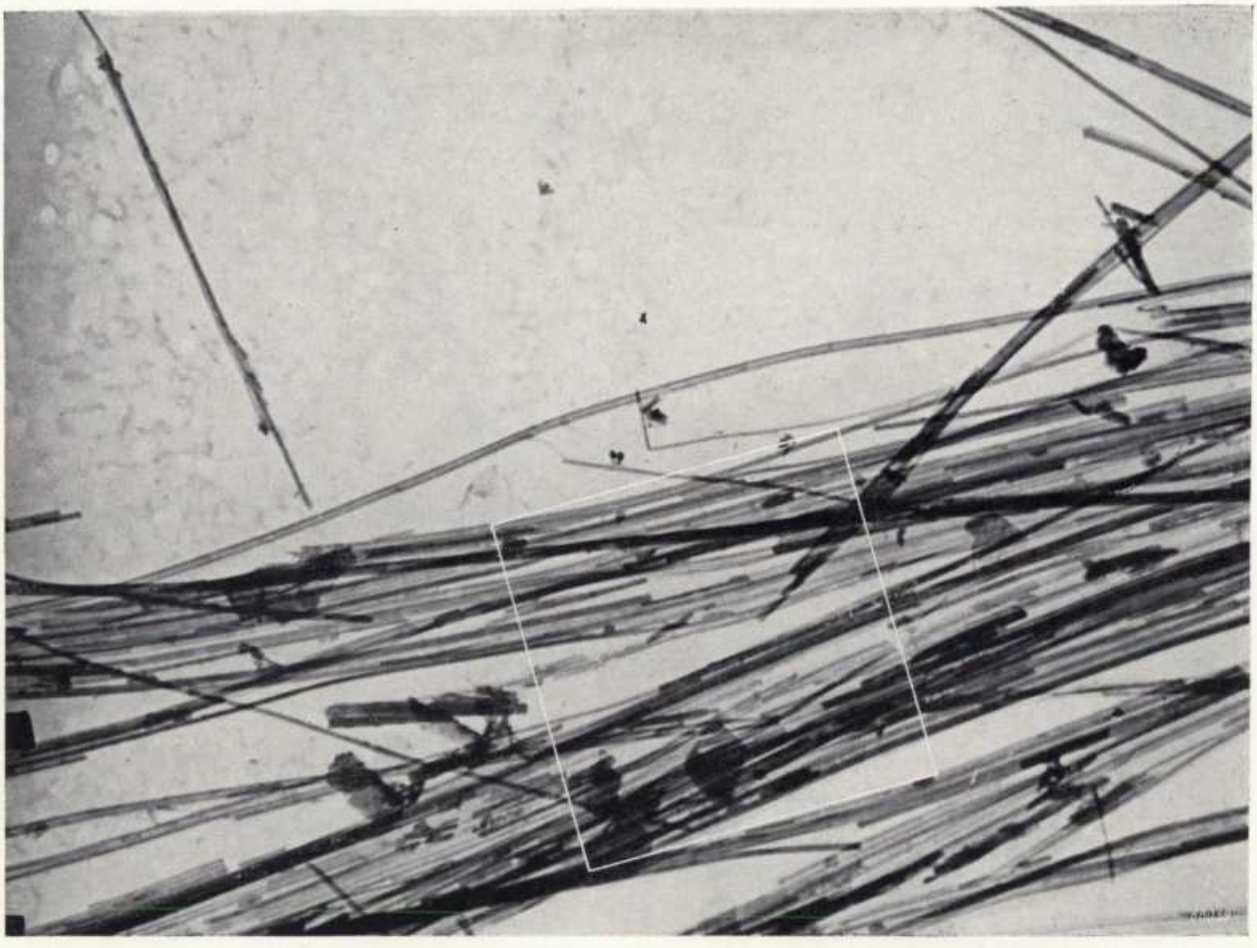
[5]) A. E. Murneek, R. O. Whyte et al., Vernalization and photoperiodism, Waltham (Mass.) 1948.

[6]) P. F. Wareing, Photoperiodism in woody species, Forestry **22**, 211-220, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ASBEST, GEZIEN DOOR DE ELECTRONENMICROSCOOP



De vezelachtige structuur van asbest wordt veroorzaakt doordat de kristallen waaruit deze stof (een magnesiumsilicaat van wisselende samenstelling) bestaat, voor het merendeel een langgerekte vorm hebben, dikwijls de vorm van fijne buisjes. De vergroting van de foto is 30 000 ×.

Het hiernaast afgebeelde electronendiffractiediagram, genomen van het omrande vierkante gebiedje in de foto, vertoont duidelijk de gevolgen van de voorkeursorientatie van de groep kristallen, die met hun lengterichting nagenoeg evenwijdig liggen. Het diffractiediagram werd met de electronenmicroscoop verkregen op de wijze die indertijd in dit tijdschrift is beschreven (Philips techn. T. **12**, 33, Februari 1950).

68040

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DIËLECTRISCHE VERLIEZEN IN GLAS

door J. M. STEVELS.

666.1:537.226.3

Een van de vele toepassingsgebieden van glas, en waarlijk niet het onbelangrijkste, is de electrotechniek. Hier treedt o.a. het probleem naar voren hoe het glas zich in een electrisch wisselveld zal gedragen. De diëlectrische verliezen van het glas vormen een van de factoren die dit gedrag bepalen. Uitgebreide onderzoekingen zijn en worden verricht om glazen te maken met geringe diëlectrische verliezen bij allerlei frequenties. Niet alleen heeft dit onderzoek geleid tot verbetering van de bestaande glassoorten, doch ook is ons inzicht in de physische en chemische structuur van glas er aanmerkelijk door verrijkt.

Diëlectrische verliezen

Glas is een in de electrotechniek veel toegepast materiaal; ballons van gloeilampen en van radiobuizen (zend- en ontvangbuizen) worden ervan gemaakt, terwijl het als isolatiemateriaal en voor talrijke andere doeleinden onontbeerlijk is. Het is daarom van groot belang de electrische eigenschappen van glas te kennen als functie van de samenstelling, daar het op deze manier mogelijk wordt voor gegeven toepassingsgebieden de beste glassoorten te kiezen. In dit artikel zullen wij ons bezighouden met het gedrag van glas in een electrisch wisselveld, en wel willen wij speciaal onze aandacht richten op de diëlectrische verliezen van glas.

Brengen wij een stuk glas als diëlectricum tussen de platen van een condensator, en leggen wij aan deze condensator een wisselspanning met frequentie f, dan zou, indien het glas geen verliezen vertoonde, de stroom door de kring exact een hoek $\pi/2$ in faze voor zijn bij de spanning op de condensator. Dit betekent dat in de condensator geen vermogen wordt gedissipeerd. In de practijk echter heeft elk diëlectricum, en dus ook glas, de eigenschap een meer of minder groot gedeelte van de energie van de stroombron te dissiperen, dus om te zetten in warmte. De mate van energiedissipatie (de diëlectrische verliezen) wordt aangegeven door de hoek δ die het werkelijk optredende fazeverschil van stroom en spanning afwijkt van $\pi/2$, en wel is de energiedissipatie per tijdseenheid voor kleine δ in goede benadering gelijk aan $f \cdot \mathrm{tg}\,\delta$; de hoek δ noemt men de verlieshoek.

Het blijkt dat in glas, zoals ook in andere stoffen het geval is, de diëlectrische verliezen sterk van de frequentie van het electrische veld afhangen. Het „spectrum" van de verliezen van glas is in grove trekken weergegeven door de getrokken krommen van *fig. 1*, en wel voor twee temperaturen, nl. 50 °K en kamertemperatuur. Het zij hier opgemerkt, dat deze figuur geen kwantitatieve betekenis heeft: diverse glassoorten hebben sterk verschillende verliezen. De figuur bedoelt slechts een algemene indruk van de verliezen als functie van de frequentie te geven. Hoewel het frequentiegebied zich uitstrekt van 1 tot 10^{14} Hz in de figuur, worden in dit artikel slechts metingen besproken tussen de frequenties 50 Hz en 10^{10} Hz.

Wat bij de beschouwing van fig. 1 opvalt is, dat diverse maxima van de verliezen optreden. Deze maxima verschuiven indien de temperatuur verandert, doch niet in dezelfde zin. Tussen de maxima bevindt zich een „dal" van relatief geringe verliezen; de diepte van dit dal neemt af als de temperatuur daalt.

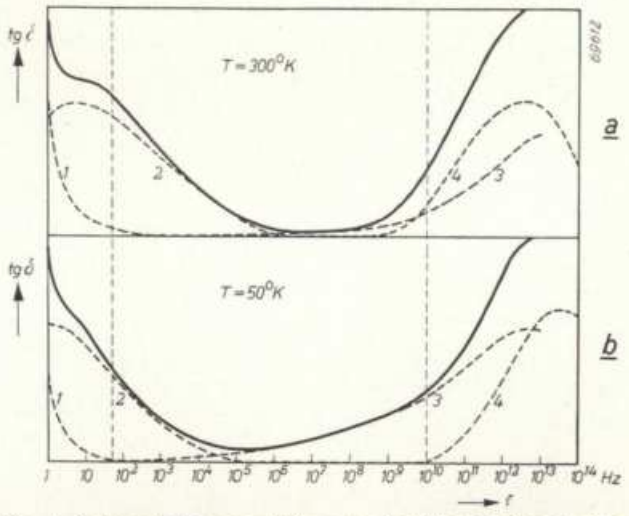


Fig. 1. Schematische voorstelling van het frequentiespectrum van de diëlectrische verliezen in glas; *a*) geeft het spectrum ongeveer bij kamertemperatuur, *b*) laat zien hoe het spectrum er bij zeer lage temperatuur uitziet. De getrokken kromme geeft de totale verliezen. Zij kan worden ontleed in vier soorten verliezen, die bij verschillende frequenties optreden, en die door de gestippelde krommen zijn aangegeven: *1* geleidingsverliezen, *2* relaxatieverliezen, *3* deformatieverliezen, *4* vibratieverliezen. Men ziet hoe bij dalende temperatuur de vibratieverliezen, die bij hoge frequenties voorkomen, naar nog hogere frequenties verschuiven. De geleidings- en relaxatieverliezen daarentegen verplaatsen zich naar lagere frequenties, terwijl de deformatieverliezen over de gehele linie toenemen. Deze figuur heeft slechts theoretische betekenis. Het frequentiegebied strekt zich in de figuur uit van 1 tot 10^{14} Hz; in dit artikel wordt slechts het gebied behandeld tussen de frequenties 50 en 10^{10} Hz (verticale stippellijnen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Op grond van wat over het gedrag van de diëlectrische verliezen in andere vaste stoffen bekend is, kan men trachten het verliezenspectrum van glas te ontleden in verschillende bijdragen. Hierbij dient men rekening te houden met de specifieke eigenschap waarin glas zich onderscheidt van kristallijne stoffen, nl. de betrekkelijk grote ongeordendheid der ionen waaruit het glas is opgebouwd.

Het zal blijken dat de diverse soorten verliezen op verschillende wijze van de samenstelling van het glas afhangen. Uit de analyse der verliezen kan men dus enig inzicht verkrijgen hoe de samenstelling moet worden gevarieerd om de verliezen bij bepaalde frequenties klein of groot te maken.

Het resultaat van de analyse is in figuur 1 schetsmatig door de gestippelde krommen aangegeven. Er worden vier soorten verliezen onderscheiden, die respectievelijk met de namen geleidingsverliezen, relaxatieverliezen, deformatieverliezen en vibratieverliezen worden aangeduid. Wij zullen deze vier soorten verliezen nu achtereenvolgens behandelen.

Geleidingsverliezen

Glas is geen volkomen isolator. Onder invloed van een electrisch veld bewegen de netwerkwijzigende ionen door het gehele netwerk [1]). Hierbij staan ze de uit het veld verkregen energie gedeeltelijk als warmte aan het netwerk af.

De geleidingsverliezen (kromme *1* in fig. 1) hangen af van het specifieke geleidingsvermogen σ volgens de formule

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'\varepsilon_0}, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin $\omega\,(=2\pi f)$ de hoekfrequentie van het electrische wisselveld en ε' de diëlectrische constante van het glas voorstelt (ε_0 is de diëlectrische constante van het vacuum). tg δ is dus omgekeerd evenredig met de frequentie (daar σ en ε' niet of nauwelijks van de frequentie afhangen) en de energiedissipatie per tijdseenheid hangt niet van de frequentie af. Dit is een bekende eigenschap van een geleidend materiaal. Berekent men volgens bovenstaande formules tg δ voor kalkglas ($\sigma = 10^{-10}\ \Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$, $\varepsilon' = 6$) bij een frequentie van 1000 Hz, dan vindt men de kleine waarde $3\cdot10^{-4}$. In werkelijkheid wordt gemeten tg $\delta = 100\cdot10^{-4}$. Andere verliesoorzaken zijn dus bij deze frequentie veel belangrijker dan de geleiding. In het algemeen geldt, dat voor frequenties hoger dan 50 Hz de geleidingsverliezen te verwaarlozen zijn vergeleken met die andere verliezen. Wij zullen ons dan ook in dit artikel niet verder met de geleidingsverliezen bezighouden.

Relaxatieverliezen

Niet alleen het transport van netwerkwijzigende ionen door het gehele stuk glas dat beschouwd wordt, geeft aanleiding tot verliezen, ook het transport over atomaire afstanden in het glas speelt hierbij een rol. In *fig. 2* is het verloop van de

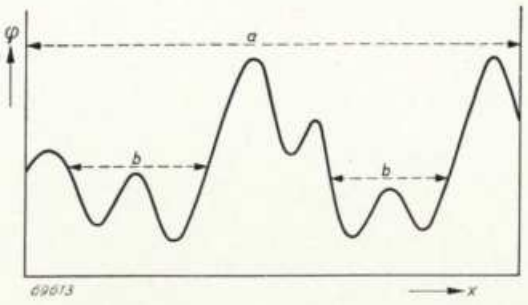


Fig. 2. De gegolfde kromme stelt het verloop van de potentiaal φ van de netwerkwijzigende ionen voor langs een willekeurige richting in het glas. De beweging die door *a* is aangegeven kan slechts worden volvoerd door energierijke ionen en correspondeert met geleiding, de beweging *b* wordt uitgevoerd door ionen met minder energie en heeft relaxatieverliezen ten gevolge.

potentiele energie die de ionen in een willekeurig gedeelte van het netwerk bezitten, weergegeven voor een willekeurige richting (x) in dit netwerk.

De elkaar opvolgende potentiaalbergen, met variërende hoogten en afstanden, vormen een belemmering voor een ion om zich door het glas te bewegen. De potentiaalbergen danken hun bestaan deels aan electrische oorzaken (onderlinge afstoting der ionen), deels aan zuiver geometrische oorzaken: de overige ionen kunnen de beweging van het betreffende ion in de weg staan. Zulke potentiaalbergen treft men ook aan in kristallen, daar zijn echter de afstanden en hoogten zeer regelmatig verdeeld.

Leggen wij nu een electrisch veld aan, dan zullen de ionen in de richting van het veld willen bewegen. Gewoonlijk zal de energie van het veld alleen niet voldoende zijn om de ionen over de potentiaalbergen heen te brengen. De ionen moeten daarvoor extra energie opnemen, die zij verkrijgen door botsingen met andere ionen als gevolg van de temperatuurbeweging in het glas. Het zal nu enige tijd duren voordat de ionen voldoende energie hebben verzameld om een potentiaalberg te passeren. Deze tijd noemen wij de relaxatietijd τ. Is het electrische veld een wisselveld met hoekfrequentie ω, en is ω klein vergeleken met $1/\tau$, dan zullen

[1]) De structuur van glas, en speciaal de begrippen netwerkwijzigend ion en netwerkvormend ion, zijn in een korte tijd geleden in dit tijdschrift verschenen artikel ter sprake gekomen (J. M. Stevels, Philips techn. T. **9**, 271-279, 1951, No. 9). Dit artikel zal in het vervolg als I worden aangehaald.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de ionen gedurende elke halve periode ruimschoots voldoende tijd hebben om over een of meer potentiaalbergen te springen. Daarbij winnen zij energie uit het veld, die in de vorm van warmte aan het netwerk wordt afgestaan: men spreekt dan van verliezen. Deze verliezen zijn bij zeer lage frequenties ($\omega \ll 1/\tau$) gering, daar dan de ionen reeds springen als de ogenblikswaarde van het veld nog weinig van nul verschilt: de energiewinst van de ionen is dan klein, en het rooster ontvangt weinig energie. Wordt ω echter van de orde van grootte van $1/\tau$, dan zullen in het gemiddelde de ionen pas de potentiaalberg passeren als het veld nagenoeg de maximale waarde heeft bereikt. De ionen winnen dan veel energie, en de verliezen zijn groot. Is de frequentie van het wisselveld veel hoger dan $1/\tau$, dan springen de ionen onafhankelijk van de faze van het wisselveld, en zijn de verliezen weer gering.

In formule uitgedrukt is het verband tussen deze relaxatieverliezen en de hoekfrequentie ω van het veld:

$$\operatorname{tg}\delta \approx \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Deze formule is geheel in overeenstemming met bovenstaande redenering: de verliezen treden slechts op bij hoekfrequenties in de buurt van $1/\tau$.

Zoals uit fig. 2 is te begrijpen, is er in glas niet sprake van één enkele relaxatietijd τ, de plaatselijke structuren zijn zeer verschillend. Vandaar dat over een relatief vrij uitgebreid gebied van frequenties de relaxatieverliezen merkbaar zijn. Het spectrum van deze relaxatieverliezen (gestippelde kromme *2* in fig. 1) vertoont een brede top, de grenzen van het gebied waarin de verliezen optreden liggen bij kamertemperatuur bij ongeveer 10^{-3} en 10^{6} Hz. Zoals reeds gezegd, overtreffen de relaxatieverliezen de geleidingsverliezen aanmerkelijk bij frequenties groter dan 50 Hz.

De geleidingsverliezen kunnen formeel ook als een soort relaxatieverliezen worden opgevat. De ionen die voldoende energie opnemen om ook over de hoogste potentiaalbergen heen te bewegen, zullen het gehele stuk glas kunnen doorlopen. Het ligt voor de hand dat, om de hoogste bergen te passeren, een zeer lange relaxatietijd vereist is. In dat geval gaat formule (2) over in

$$\operatorname{tg}\delta \sim \frac{1}{\omega\tau} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

dwz. tg δ is omgekeerd evenredig met de frequentie, een verband dat inderdaad voor de geleidingsverliezen geldt.

Deformatieverliezen

De relaxatieverliezen zijn dus te wijten aan een nawerkingsverschijnsel. Er is reden om nog een ander soort verliezen in glas aan te nemen die het karakter van nawerkingsverliezen hebben. Deze worden, om ze te onderscheiden van de bovengenoemde, met de naam deformatieverliezen aangeduid. De deformatieverliezen ontstaan niet door beweging van afzonderlijke netwerkwijzigende ionen, doch door beweging van gehele stukken netwerk, en wel speciaal een soort knikkende beweging van ketens van netwerkvormende ionen (zie I). Zoals enigszins voor de hand ligt, vertoont een dergelijk verschijnsel een zeer korte relaxatietijd: men moet zich voorstellen dat de ketens bewegingen uitvoeren die aan het omklappen van een gebogen bladveer doen denken. Ook hier treedt weer een groot aantal verschillende relaxatietijden τ op. Omdat τ gemiddeld zeer klein is, kan men in het gebied van niet te hoge frequenties bij benadering formule (2) nu schrijven (voor het geval dat slechts één relaxatietijd aanwezig zou zijn) als:

$$\operatorname{tg}\delta \sim \omega\tau \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Uit deze formule volgt dat de deformatieverliezen evenredig met de frequentie toenemen en in de meeste gevallen zeer gering zullen zijn. Het spectrum van de deformatieverliezen is in fig. 1 voorgesteld door de gestippelde kromme *3*.

Vibratieverliezen

De vierde soort diëlectrische verliezen die wij in glas mogen verwachten, berusten op een resonantieverschijnsel. De ionen in het glas — zowel de netwerkvormende, de netwerkwijzigende, als de zuurstofionen — kunnen met een bepaalde frequentie rondom hun evenwichtstand trillen en zullen dit, ten gevolge van de temperatuurbeweging, ook doen. De trillingsfrequentie van een ion kunnen wij, als wij het ion als een harmonische oscillator opvatten, bij benadering voorstellen door de formule

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{a}{M}} \quad , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

waarin a de evenredigheidsfactor voorstelt die het verband aangeeft tussen terugdrijvende kracht en uitwijking uit de evenwichtstoestand, en waarin M de massa van het beschouwde ion is. Ionen van verschillende massa, en ionen op verschillende plaatsen in het kristal (met verschillende a), trillen dus in het algemeen met verschillende frequenties.

Leggen wij nu een electrisch wisselveld aan met een frequentie die ongeveer gelijk is aan de trillingsfrequentie van een ion, dan kan resonantie optreden. Daar de trillingen van de ionen steeds gedempt zijn,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gaat deze resonantie met verliezen gepaard. Hadden alle ionen dezelfde resonantiefrequentie, dan zou het spectrum van deze vibratieverliezen een maximum vertonen nabij deze frequentie. Er zijn echter, zoals reeds werd opgemerkt, een groot aantal resonantiefrequenties aanwezig. Dit, en de mogelijkheid dat de ionentrillingen sterk gedempt zijn, geeft aanleiding tot een breed maximum in het spectrum der vibratieverliezen. Dit spectrum is in fig. 1 door de gestippelde kromme *4* aangegeven. Helaas heeft men het eigenlijke maximum op een enkel uitzonderingsgeval na nog nooit kunnen constateren, daar tot nu toe slechts metingen zijn verricht tot 10^{10} Hz.

De vibratieverliezen in glas zijn direct te vergelijken met de bekende infrarood-absorptie in polaire kristallen, die op een dergelijk resonantieverschijnsel berust. Deze absorptie ligt bij een kristal als keukenzout ongeveer bij 10^{13}-10^{14} Hz, het maximum is daar zeer smal. Dat wij bij glas nog „uitlopers" van de vibratieverliezen bij veel lagere frequenties (ca 10^{10} Hz) waarnemen, kunnen wij, zoals boven reeds werd aangeduid, enerzijds toeschrijven aan de aanwezigheid van ionen met lage resonantiefrequenties, anderzijds aan de mogelijkheid van het bestaan van een sterke demping der ionentrillingen in glas, die aanleiding geeft tot een aanzienlijke verbreding van het verliezenspectrum. Zoals men theoretisch kan inzien, vormen sterk gedempte resonantietrillingen als het ware een overgang naar de eerder besproken relaxatietrillingen. De vraag in hoeverre de vibratieverliezen in glas nog zijn op te vatten als een zuiver resonantieverschijnsel dan wel als een soort nawerkingsverschijnsel, kan, zoals wij straks zullen zien, tot op zekere hoogte worden beslist als wij de temperatuurafhankelijkheid van de verliezen nagaan. Het zij hier echter opgemerkt dat onze inzichten in deze verschijnselen pas dan kunnen worden verdiept, als wij de verliezen in glas in het verre infrarood, bij de frequenties 10^{11}-10^{13} Hz, hebben bestudeerd. Helaas is het zeer moeilijk in dit gebied absorptiemetingen te verrichten.

Wij hebben nu het totale verliezenspectrum in fig. 1 in vier bijdragen ontleed, en kwalitatief kunnen we op deze manier het spectrum goed begrijpen. Een kwantitatief onderzoek stelt ons voor grote moeilijkheden, die te wijten zijn aan de onregelmatige structuur van glas. Enige bevestiging van het gevormde beeld is echter te verkrijgen als we de temperatuurafhankelijkheid van de diverse verliezen nagaan. Wij vinden dan dat het gedrag van de diverse soorten verliezen ongeveer is zoals in fig. 1*a* en *b* is voorgesteld. De relaxatie- en geleidingsverliezen verschuiven bij afnemende temperatuur naar lagere frequenties, en de deformatieverliezen nemen over de gehele linie toe. Wat de vibratieverliezen betreft, er zijn aanwijzingen voor dat deze bij dalende temperatuur naar hogere frequenties verschuiven. Dit zou in overeenstemming zijn met wat men voor dit type verliezen theoretisch kan verwachten.

Invloed van de temperatuur op de verliezen

Wij willen in het kort de bovengenoemde conclusies toelichten.

De temperatuurafhankelijkheid van de geleidingsverliezen is geheel bepaald door die van het specifiek geleidingsvermogen. Bij een vaste frequentie neemt σ, zoals bekend mag worden verondersteld, met dalende temperatuur af en volgens formule (1) nemen de geleidingsverliezen dan ook af.

De relaxatietijden τ, die optreden bij de relaxatieverliezen en de deformatieverliezen, zullen groter worden naarmate de temperatuur T afneemt. Immers, de onderlinge botsingen der ionen zijn dan minder talrijk en zwakker en de ionen zullen langzamer de nodige energie vergaren om tegen een potentiaalberg op te klimmen. Toeneming van τ betekent verschuiving van de verliezen naar lagere frequenties. Dit is inderdaad wat wordt waargenomen voor de relaxatieverliezen als T daalt.

Wat de deformatieverliezen betreft, die beschreven worden door formule (4), zal een toeneming van τ betekenen dat de verliezen in het gehele ons interesserende frequentiegebied stijgen. Voor een kwantitatieve uitwerking van de temperatuurafhankelijkheid van relaxatie- en deformatieverliezen dient men de in glas optredende grote verscheidenheid van relaxatietijden in aanmerking te nemen, de conclusies blijven echter in hun algemeenheid geldig. Om het verband tussen de verliezen bij middelbare frequenties en de temperatuur te illustreren, is in *fig. 3* tg δ van een kalkglas als functie van de

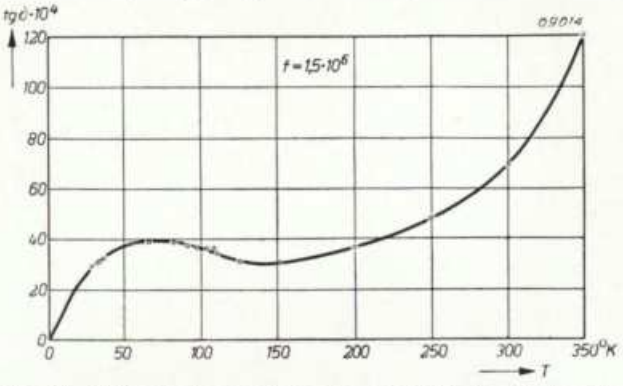


Fig. 3. Diëlectrische verliezen in een kalkglas bij de frequentie $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz als functie van de temperatuur. Het maximum bij lage temperaturen correspondeert met de deformatieverliezen, de stijging van de kromme rechts wordt veroorzaakt door de relaxatieverliezen.

temperatuur weergegeven bij de frequentie $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz. Het blijkt dat tg δ voor temperaturen bij ongeveer 70 °K een breed maximum vertoont, bij ongeveer 150 °K vrij klein is en bij temperaturen hoger dan 200 °K weer snel stijgt. Het brede maximum is aan de deformatieverliezen toe te schrijven, de stijging boven 200 °K aan relaxatieverliezen; men kan dit als volgt begrijpen. Voor een vaste frequentie kunnen wij de temperatuur bepalen waarbij de deformatieverliezen hun maximum hebben (volgens formule (2), waarbij τ dus ongeveer gelijk is aan $1/\omega$). Daar de relaxatietijden voor de deformatieverliezen steeds veel kleiner zijn dan voor de relaxatieverliezen, zullen we ons dan op de rechter dalende tak van de frequentiekromme van de relaxatieverliezen bevinden. Stijgt nu de temperatuur, dan zullen zowel het spectrum der deformatieverliezen, als dat der relaxatieverliezen naar hogere frequenties verschuiven. Wat betreft de deformatieverliezen zullen we dus van het maximum afraken, wat betreft de relaxatieverliezen zullen we dichter bij het maximum komen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een opmerking dient hier nog te worden gemaakt. De geleidingsverliezen zijn ook een soort relaxatieverliezen, met een zo grote relaxatietijd dat wij ons steeds op de rechter dalende tak van de kromme bevinden die het verband aangeeft tussen verliezen en frequentie. De conclusie die we reeds langs een andere weg voor de geleidingsverliezen gevonden hebben, nl. dat deze verliezen afnemen bij dalende temperatuur, is daarom ook uit dit standpunt bezien niet verwonderlijk.

Zuivere vibratieverliezen zullen bij dalende temperatuur naar hogere frequenties verschuiven. Dit komt doordat de trillende ionen naarmate de temperatuur lager is gemiddeld hogere resonantiefrequenties bezitten, zoals quantummechanisch is in te zien. Wij hebben er al op gewezen dat de vibratieverliezen in glas waarschijnlijk een overgangsgeval vormen naar relaxatieverliezen. Daar relaxatieverliezen juist de omgekeerde temperatuurafhankelijkheid vertonen als vibratieverliezen, is het dus zonder nadere experimenten in het verre infrarood niet mogelijk de invloed van de temperatuur op de verliezen bij de hoogste frequenties te voorspellen. De reeds vermelde aanduiding dat deze verliezen bij dalende temperatuur naar hogere frequenties gaan, wijst echter met grote waarschijnlijkheid op een overwegend resonantiekarakter ervan.

Wij willen nu de invloed van de samenstelling van het glas op de diverse soorten verliezen bespreken. Wij zullen achtereenvolgens de invloed van de samenstelling op de relaxatieverliezen en op de vibratieverliezen nagaan; de geleidingsverliezen laten wij, zoals gezegd, verder buiten beschouwing daar deze, wat ook de samenstelling zij, voor frequenties boven 50 Hz niet van belang zijn, en van de deformatieverliezen is nog te weinig bekend.

Invloed van de chemische samenstelling van het glas op de relaxatieverliezen

De invloed op de relaxatieverliezen zullen wij aan de hand van vijf punten bespreken.

Aard der ionen

In het algemeen zullen alleen die netwerkwijzigende ionen die gemakkelijk door het glas kunnen bewegen, een aanmerkelijke bijdrage tot de relaxatieverliezen kunnen geven. De beweeglijkheid van de ionen in een gegeven potentiaalveld wordt voornamelijk bepaald door hun grootte: het zijn dan ook vooral de relatief kleine Li^+- en Na^+-ionen die in dit opzicht een belangrijke rol spelen. Glazen die veel van deze ionen bevatten, vertonen grote relaxatieverliezen. Het K^+-ion is zoveel groter, dat dit in veel mindere mate tot de verliezen bijdraagt. Als illustratie moge dienen een reeks van laagsmeltende glazen, met de samenstelling 53,3 mol % SiO_2, 10,2 mol % PbO, 4,5 mol % CaF_2 en 32 mol % M_2O, waarin M een alkalimetaal voorstelt. Bij een frequentie van $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz en een temperatuur van 20 °C bedraagt $\operatorname{tg}\delta$ voor M = Li: 132×10^{-4}; voor M = Na: 106×10^{-4}; en voor M = K: 54×10^{-4}.

Tweewaardige ionen zijn door hun grotere lading sterker aan hun omgeving gebonden, en daardoor in het algemeen minder beweeglijk. Een uitzondering moet worden gemaakt voor het kleine Mg^{2+}-ion, dat nog een aanzienlijke bijdrage tot de verliezen blijkt te kunnen leveren.

In het volgende zullen wij de Li^+-, Na^+- en Mg^{2+}-ionen samenvatten onder de naam beweeglijke ionen, terwijl de tweewaardige netwerkwijzigende ionen, zoals Ca^{2+}, Ba^{2+}, Pb^{2+}, onbeweeglijke ionen zullen worden genoemd.

Het zal duidelijk zijn dat de aard van het netwerk ook van grote invloed is op de verliezen. Wij kunnen deze invloed tot drie effecten herleiden.

Invloed van R

Zoals in I reeds is uiteengezet, is de verhouding R van het aantal zuurstofionen tot het aantal netwerkvormende ionen een maat voor de samenhang van het netwerk waaruit het glas is opgebouwd. Naarmate R groter wordt, wordt het netwerk minder samenhangend en wordt de opbouw van het glas ijler. De beweging van de netwerkwijzigende ionen wordt dan gemakkelijker. Men mag dan verwachten dat de relaxatieverliezen zullen toenemen.

Invloed van de toevoeging van onbeweeglijke ionen

Indien aan een glas van gegeven samenstelling metaalionen worden toegevoegd die slechts een geringe mate van beweeglijkheid vertonen — hetzij doordat ze groot zijn, hetzij doordat ze sterk electrisch gebonden zijn —, dan zal de mogelijkheid voor verplaatsing der beweeglijke ionen afnemen. Toevoeging van onbeweeglijke ionen aan een glas doet dus, bij gelijk blijvende concentratie van beweeglijke ionen, de verlieshoek dalen.

De hier genoemde effecten blijken kwantitatief te kunnen worden beschreven door de formule

$$\operatorname{tg}\delta = A\, C_m\, R\,(1 - BC_i), \quad \ldots \quad (6)$$

waarin C_m de concentratie der beweeglijke ionen, C_i die der onbeweeglijke ionen voorstelt; de coëfficient A is van frequentie en temperatuur afhankelijk, B is een geometrische factor [2]).

Verschil in stapeling bij gelijk blijvende R

Indien in een glas met slechts één soort netwerkwijzigende ionen een gedeelte van deze ionen wordt vervangen door andere netwerkwijzigende ionen,

[2]) Zie hiervoor bijv. J. M. Stevels, Progress in the theory of the physical properties of glass, Elsevier Publ. Co., Amsterdam 1948, blz. 76.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die in straal verschillen van de eerste, kan men een compacter netwerk verkrijgen. Bij de afkoeling van het glas uit de smelt zullen de onderling samenhangende ketens van netwerkvormende ionen

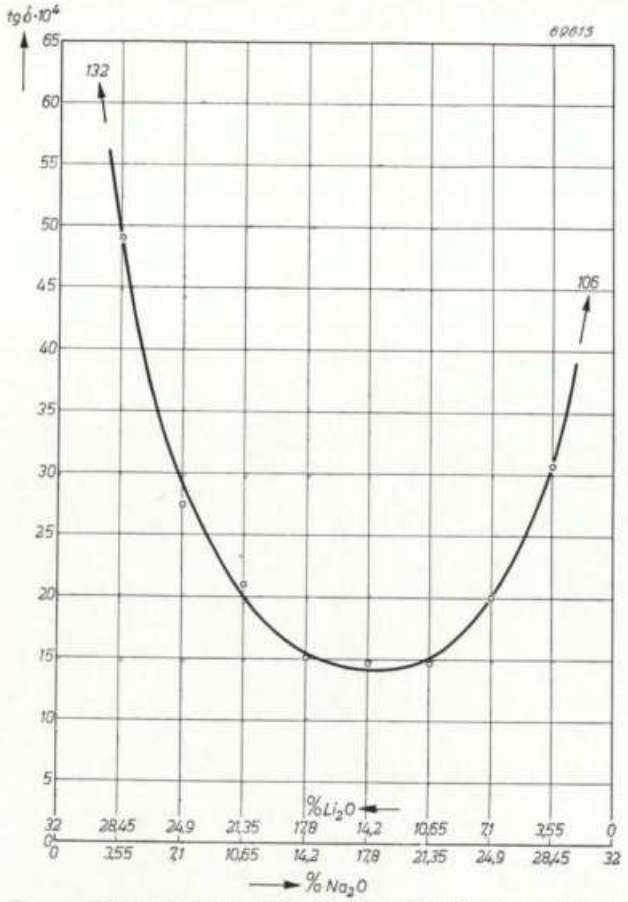


Fig. 4. Vervanging van een gedeelte der Li^+-ionen in een lithium-silicaatglas door Na^+-ionen leidt tot een compactere structuur en daardoor tot een afneming van de relaxatieverliezen. Wordt echter te veel Li^+ door Na^+ vervangen, dan wordt de structuur weer ijler. tg δ vertoont dan ook een minimum bij ongeveer gelijke concentraties Na^+ en Li^+ (gemeten bij de frequentie $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz).

zich dan bij voorkeur zo rangschikken, dat de grootste holten in het netwerk door grote netwerkwijzigende ionen, de kleinste holten door kleine netwerkwijzigende ionen bezet zijn. De dichtere structuur die hiervan het gevolg is, zal tot een daling van de verliezen leiden. Dit is in *fig. 4* geïllustreerd: deze figuur heeft betrekking op het glas van de in het begin van dit hoofdstuk genoemde samenstelling, waarin nu M gedeeltelijk lithium, gedeeltelijk natrium voorstelt. Afhankelijk van de verhouding Na^+-Li^+ varieert tg δ (gemeten bij $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz); de verliezen zijn het kleinst bij ongeveer gelijke molecuulconcentraties van Na-ionen en Li-ionen.

Relaxatieverliezen in boraatglazen

In I is reeds besproken, dat de structuur van boraatglazen in zekere opzichten afwijkt van die van andere glazen. In een glas van de samenstelling x Na_2O-y B_2O_3 worden voor $x < 18$ mol%, het accumulatiegebied, de netwerkwijzigende Na^+-ionen in het netwerk opgenomen zonder dat verbreking van zuurstofbruggen optreedt. Er ontstaan dus geen zwevende zuurstofionen. Dit is een gevolg van het feit dat de B^{3+}-ionen zowel in het zwaartepunt van een zuurstofdriehoek als in het zwaartepunt van een zuurstoftetraëder kunnen voorkomen. Voor grotere concentraties van Na_2O echter begint wel verbreking van zuurstofbruggen op te treden. Men noemt dit concentratiegebied het afbraakgebied.

Het netwerk wint met toenemende concentratie van Na_2O in het accumulatiegebied steeds meer aan stevigheid, totdat de maximale versteviging is bereikt juist bij de overgangsconcentratie 18 mol % Na_2O. Bij hogere concentratie neemt de stevigheid weer af. Zulks is in het genoemde artikel geïllustreerd aan het gedrag van de uitzettingscoëfficient van het glas als functie van de samenstelling.

Een dergelijk verschijnsel treedt ook op bij de borosilicaatglazen. In *fig. 5* is het phasediagram van het systeem M_2O-B_2O_3-SiO_2 getekend, waarin M een eenwaardig netwerkwijzigend ion voorstelt. Dit diagram kan worden verdeeld in een accumulatiegebied *A.R.* (accumulation region) en een afbraakgebied *D.R.* (destruction region). De lijn die deze gebieden scheidt, geeft samenstellingen die gekenmerkt worden door een maximum stevigheid van bouw.

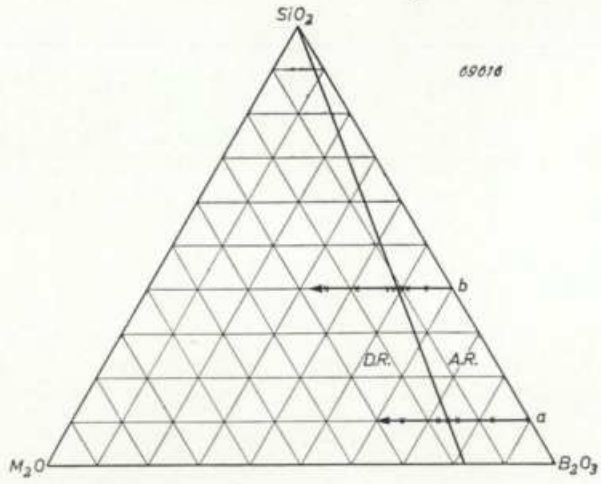


Fig. 5. Phasediagram van het ternaire systeem M_2O-B_2O_3-SiO_2, de borosilicaatglazen. M stelt een alkalimetaal voor. Er zijn twee gebieden te onderscheiden: het accumulatiegebied *A.R.* en het afbraakgebied *D.R.*

Het ligt voor de hand dat de diëlectrische verliezen (geleidings- en relaxatieverliezen) van deze structuurverandering invloed zullen ondervinden. Men vindt, zoals te verwachten was, dat de verliezen juist op de scheidingslijn een uitgesproken

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

minimum vertonen. Dit is in *fig. 6* geïllustreerd. Fig. 6*a* correspondeert met de samenstellingenreeks die door de pijl *a* in fig. 5 is aangeduid, fig. 6*b* heeft betrekking op de samenstellingenreeks *b* uit fig. 5. Als eenwaardig netwerkwijzigend ion is zowel Li^+ als Na^+ gekozen; men verkrijgt dan twee volkomen analoge krommen.

Invloed van R

Toeneming van R betekent een ijler worden van het netwerk. De binding van de ionen aan hun omgeving wordt losser, en de resonantiefrequenties verplaatsen zich naar lagere frequenties. Een soort glazen waarbij veel zwevende zuurstofionen voorkomen en R dus groot is, zijn de phosphaatglazen. *Fig. 7* laat zien dat in een bepaald phosphaatglas de resonantiefrequenties zover zijn verschoven, dat het maximum der vibratieverliezen bij 10^{10} Hz ligt — tot nu toe het enige geval waarin dit maximum voor meting toegankelijk was.

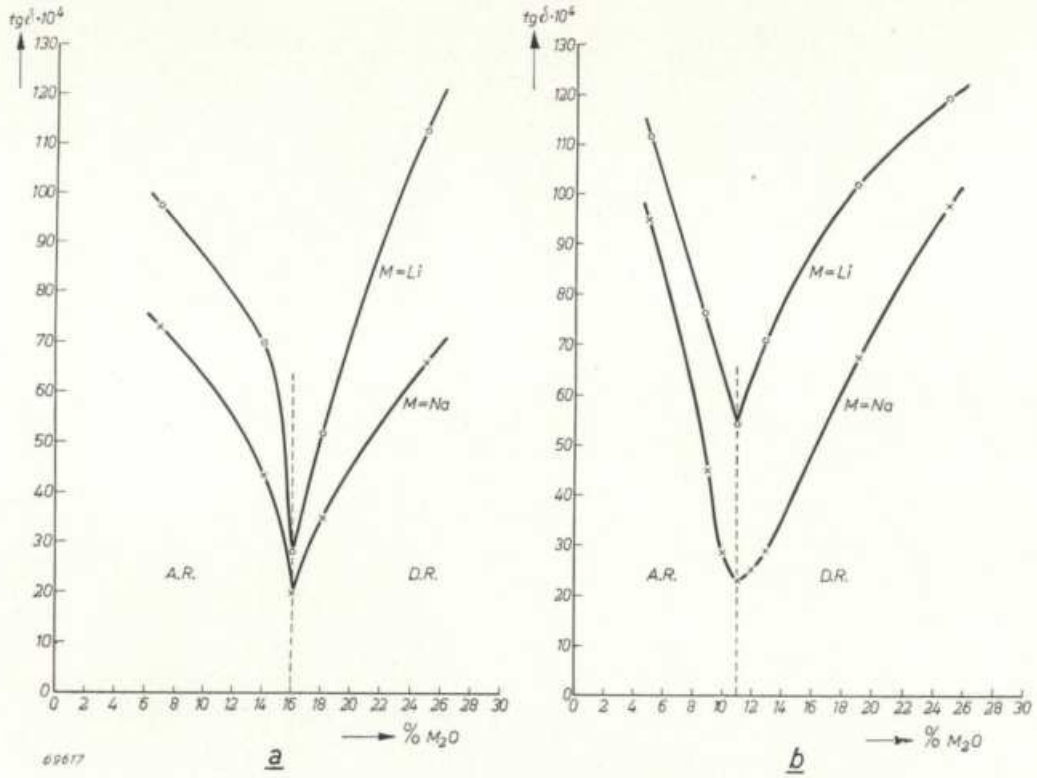


Fig. 6. Verloop van tg δ met het gehalte aan Na_2O resp. Li_2O in borosilicaatglazen. *a*) correspondeert met de samenstellingenreeks *a* in fig. 5, *b*) correspondeert met de reeks *b* in die figuur. tg δ vertoont een scherp minimum op de scheidingslijn *A.R. - D.R.* Ook is te zien dat Li-ionen een grotere verlieshoek veroorzaken dan Na-ionen, omdat de eerste een grotere beweeglijkheid hebben. Gemeten bij de frequentie $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz.

Invloed van de chemische samenstelling van het glas op de vibratieverliezen

Het is mogelijk het frequentiegebied van de vibratieverliezen te verschuiven door de samenstelling van het glas te veranderen. Wij zullen de invloed van de chemische samenstelling weer aan de hand van een aantal punten bespreken.

Aard van de ionen

Een van de belangrijkste factoren die de frequentie van de vibratieverliezen beïnvloeden, is de massa van het betreffende ion (vgl. formule (5)). De zwaarste ionen zullen de laagste resonantiefrequentie veroorzaken; toevoeging van zware ionen zal dus de vibratieverliezen naar lagere frequenties doen verschuiven. De lading van de ionen zal een minder belangrijke rol spelen (deze komt voor in de koppelingscoëfficient a, die de wisselwerking van het ion met de omgeving uitdrukt).

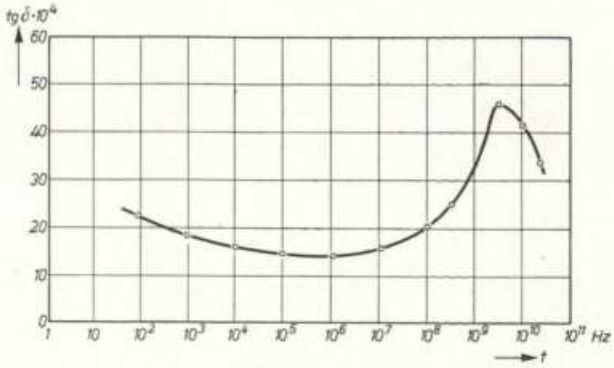


Fig. 7. Voorbeeld van een glas (phosphaatglas) waarin de resonantiefrequenties zeer laag liggen, en wel binnen het frequentiegebied dat voor metingen toegankelijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

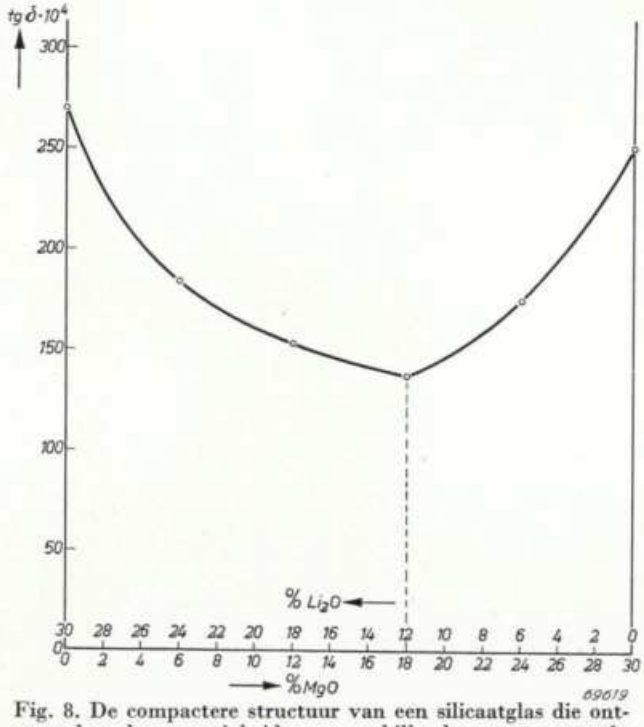


Fig. 8. De compactere structuur van een silicaatglas die ontstaat door de aanwezigheid van verschillende soorten netwerkwijzigende ionen leidt tot een daling van de vibratieverliezen, gemeten bij een frequentie van $2{,}4\cdot10^{10}$ Hz. Deze figuur is geheel vergelijkbaar met fig. 4. Er moet hier worden opgemerkt dat de waarde van R in deze figuur, gaande naar rechts, enigszins daalt. Dit komt doordat Mg^{2+}-ionen, indien in grote concentraties aanwezig, de neiging hebben als netwerkvormers te gaan fungeren. De figuur heeft betrekking op een glas van de samenstelling 70% SiO_2-30% (Li_2O+MgO).

Toevoeging van sommige metaaloxyden, zoals Al_2O_3 en ZnO, die R verlagen, zal, zoals uit het bovenstaande volgt, de verliezen bij hogere frequenties doen dalen.

Verschil in stapeling bij gelijkblijvende R

Zoals wij bij de bespreking van de relaxatieverliezen al hebben gezien, zal de structuur van het netwerk compacter worden naarmate de netwerkwijzigende ionen die in het glas voorkomen meer van elkaar afwijkende afmetingen hebben, ook als R daarbij constant blijft. Hoe compacter het netwerk is, hoe hoger de frequenties der vibratieverliezen zijn, en dus hoe minder van deze verliezen gemerkt wordt in het gebied der relatief lage frequenties waar de metingen zijn verricht. Een illustratie hiervan geeft *fig. 8*, welke figuur direct te vergelijken is met fig. 4.

Vibratieverliezen in boraatglazen

Het effect van de overgang *A.R.-D.R.* op de vibratieverliezen is geheel te vergelijken met het effect op de relaxatieverliezen. In de buurt van de overgang is het netwerk het stevigst, dus zijn de resonantiefrequenties het hoogst. De uitloper van het vibratiegebied die wij kunnen meten is dan klein. In *fig. 9* is dit toegelicht.

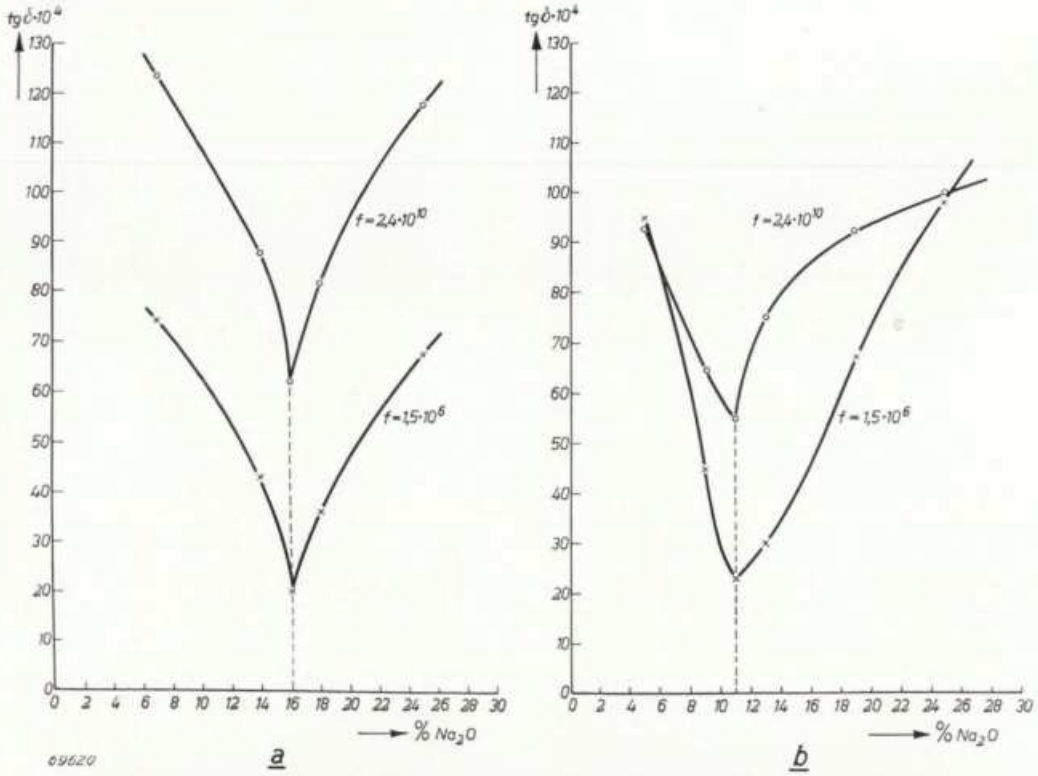


Fig. 9. De vibratieverliezen in boraatglazen ondervinden evenals de relaxatieverliezen de invloed van de overgang *A.R.-D.R.* Fig. 9*a* heeft betrekking op de samenstellingenreeks *a* uit fig. 5, fig. 9*b* op de reeks *b*, met Na^+ als netwerkwijzigend ion. De vibratieverliezen zijn gemeten bij $2{,}4\cdot10^{10}$ Hz, ter vergelijking is ook het verloop der relaxatieverliezen, gemeten bij $1{,}5\cdot10^6$ Hz,zoals dit in fig. 6 is gegeven, afgebeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Enige voorbeelden van het spectrum der diëlectrische verliezen in glas

In *fig. 10* is het verloop van tg δ met de frequentie voor een aantal glazen voorgesteld. Het gebied van de relaxatie- (en geleidings-)verliezen ter linkerzijde, en dat van de „uitlopers" der vibratieverliezen aan de rechterzijde zijn duidelijk van elkaar te onderscheiden. Het glas *A* bevat veel beweeglijke ionen en vertoont daardoor zeer grote verliezen; dat de kromme *D*, die betrekking heeft op loodglas, relatief steiler oploopt bij hoge frequenties dan de andere krommen, kan volgens het bovenstaande worden verklaard door de aanwezigheid van veel zware ionen, waardoor de resonantiefrequenties lager liggen dan in de andere glazen.

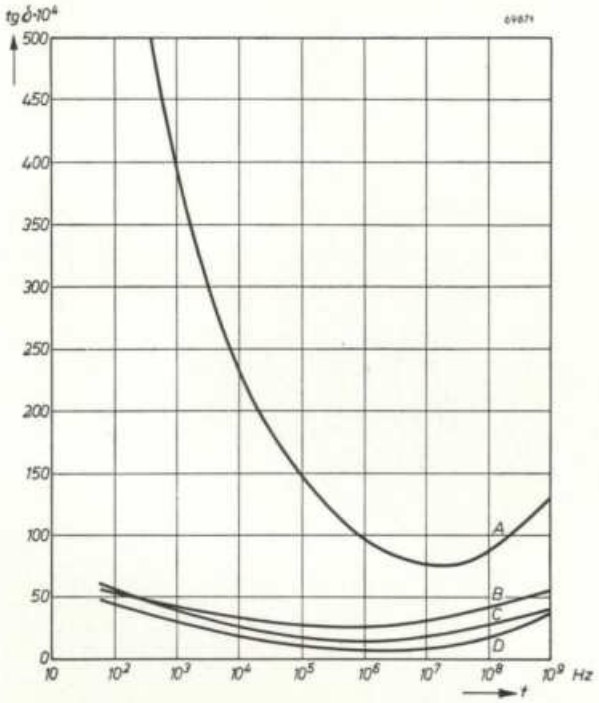


Fig. 10. Verliezenspectrum van een aantal glazen. *A*: natrium-kalkglas; de verliezen, speciaal de relaxatieverliezen links, zijn zeer groot, doordat het glas veel beweeglijke Na-ionen bevat. *B*: alkalivrij silicaatglas; *C*: borosilicaatglas; deze glazen hebben geringe verliezen. *D*: loodglas; tg δ voor dit glas neemt relatief sterk toe bij hogere frequenties, daar de resonantiefrequenties in dit glas laag zijn.

Fig. 11 toont de verliezen van een loodhoudend glas bij enkele frequenties als functie van de temperatuur. Men vergelijke deze figuur met fig. 3. De invloed van de deformatieverliezen bij lagere temperaturen is duidelijk. Zij is vooral van belang voor hogere frequenties, zoals ook uit de theorie volgt. De toeneming van de verliezen bij hogere temperatuur is weer het gevolg van het optreden van relaxatieverliezen.

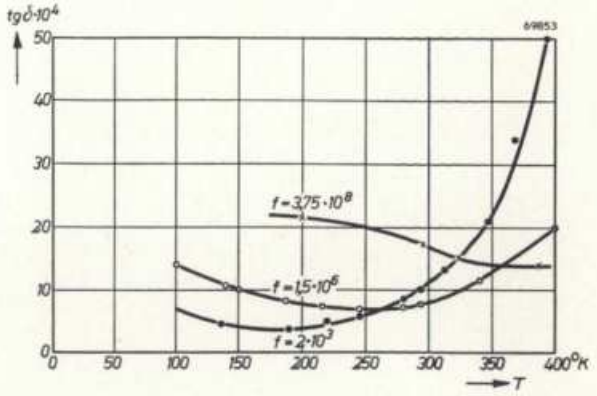


Fig. 11. Verlieshoek van het glas met de samenstelling 45% SiO_2, 32% PbO, 5% CaF_2, 4% Na_2O, 14% K_2O als functie van de temperatuur, bij diverse frequenties. Vooral bij hoge frequenties zijn de deformatieverliezen (linker gedeelte der figuur) relatief belangrijk (vgl. figuur 3).

Practische toepassingen

Glazen met geringe diëlectrische verliezen

Hoewel er in de practijk voor bepaalde toepassingen glazen met grote diëlectrische verliezen gewenst worden, zullen wij deze hier niet bespreken. Uit het voorgaande blijkt trouwens voldoende, wat men doen moet om zulke glazen te realiseren.

Zeer belangrijk zijn de glazen die bij normale werktemperaturen geringe diëlectrische verliezen vertonen; deze worden gebruikt voor de constructie van allerlei soorten electronenbuizen. Zoals uit het voorgaande volgt, zal men hier noodzakelijkerwijs onderscheid moeten maken tussen 1) glazen, die bestemd zijn voor constructies waarbij men hoogstens tot middenfrequenties gaat (radiobuizen) en waar de diëlectrische verliezen hoofdzakelijk relaxatieverliezen zijn, en 2) glazen bestemd voor constructies waarbij men zeer hoge frequenties wil toepassen en waar de diëlectrische verliezen hoofdzakelijk vibratieverliezen zijn. Dit zijn twee geheel verschillende gebieden; het glas dat in het ene gebied voldoet, behoeft geenszins in het andere te voldoen. Weliswaar is het niet moeilijk een glas te noemen met geringe diëlectrische verliezen bij alle frequenties, nl. kwartsglas, maar de moeilijkheid is veeleer, dat er voor de bedoelde toepassingen nagenoeg altijd belangrijke nevenvoorwaarden zijn, bijv. dat het glas gemakkelijk verweekt, dat het goed bewerkbaar is, dat de viscositeit weinig van de temperatuur afhangt, enz. Om te kunnen worden aangesmolten aan in de electrotechniek gebruikte metalen als staal, chroomijzer, fernico, wolfraam, is het nodig, dat de glazen bepaalde grote uitzettingscoëfficienten hebben.

De meeste van de hier opgesomde eigenschappen nu kan men bereiken door een groot gehalte aan Na^+-ionen, maar dan zijn juist de verliezen in het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

algemeen groot. Maakt men echter gebruik van de boven verkregen inzichten, dan kan men de verliezen bij behoud van de overige eigenschappen nog aanzienlijk verminderen.

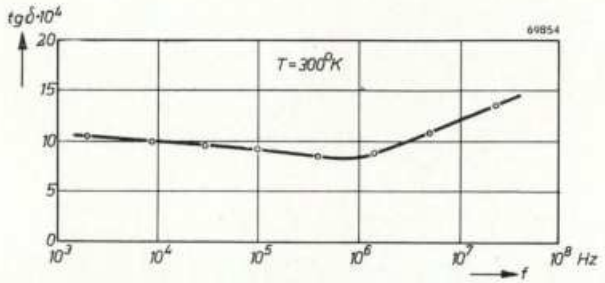


Fig. 12. Frequentiespectrum bij kamertemperatuur van het in fig. 11 genoemde glas. De grote verscheidenheid van netwerkwijzigende ionen, als welke o.a. ook onbeweeglijke Ca^{2+}- en Pb^{2+}-ionen aanwezig zijn, heeft er toe geleid dat de verliezen over een uitgebreid frequentiegebied klein en nagenoeg constant zijn.

Een fraai voorbeeld is een glas van de volgende samenstelling: 45% SiO_2, 32% PbO, 5% CaF_2, 4% Na_2O, 14% K_2O. Dit glas, dat dank zij zijn hoog Na_2O-, K_2O-, CaF_2- en PbO-gehalte reeds bij zeer lage temperaturen verweekt, en een zo grote uitzettingscoëfficient heeft (120×10^{-7}) dat het aan ijzer gesmolten kan worden, vertoont uitzonderlijk kleine verliezen voor de middenfrequenties (zie *fig. 12*; figuur 11 geldt ook voor dit glas). Dit is daaraan te danken, dat men overvloedig gebruik heeft gemaakt van het toevoegen van onbeweeglijke ionen (Pb^{2+}, Ca^{2+}, K^+), terwijl de aanwezigheid van vier soorten netwerkwijzigende ionen van verschillende grootte een goede pakking van het netwerk in de hand werkt. Weliswaar heeft dit glas een betrekkelijke grote R (nl. 2,64) — waardoor juist de lage verwekingstemperatuur wordt verkregen — maar deze, voor de diëlectrische verliezen ongunstige, omstandigheid wordt door de hiervoor genoemde gunstige factoren blijkbaar voldoende gecompenseerd.

Structuuronderzoek van glas met behulp van diëlectrische verliezen

Omdat kleine wijzigingen in de structuur vaak grote veranderingen in de diëlectrische verliezen teweeg brengen, kan men omgekeerd uit de gevonden verliezen vaak interessante conclusies trekken betreffende de structuur van een glas.

Een markant voorbeeld daarvan vormen de reeds besproken diëlectrische eigenschappen van de boraatglazen. De ligging van de scheidingslijn tussen accumulatiegebied en afbraakgebied (fig. 5, 6 en 9), die op theoretische gronden voorspeld was, kon o.a. met behulp van metingen van de diëlectrische verliezen experimenteel vastgelegd worden.

Op één ander voorbeeld willen wij nog dieper ingaan. In I vermeldden wij reeds, dat er een aantal kationen zijn die zowel in een netwerkwijzigende als in een netwerkvormende positie kunnen voorkomen. In een aantal gevallen kan men aan de kleur van het glas reeds zien, hoe de ionen zich gedragen. Er zijn echter ionen (Mg^{2+}, Zn^{2+}) die geen kleur veroorzaken, en hier kunnen de diëlectrische verliezen een hulpmiddel vormen om aanwijzingen te geven hoe die ionen in het netwerk zijn ingebouwd. Met name in het geval van het Mg^{2+}-ion kan men waardevolle inlichtingen verkrijgen. Zoals wij gezien hebben, draagt dit ion vrij aanzienlijk bij tot de relaxatieverliezen als het in de net-

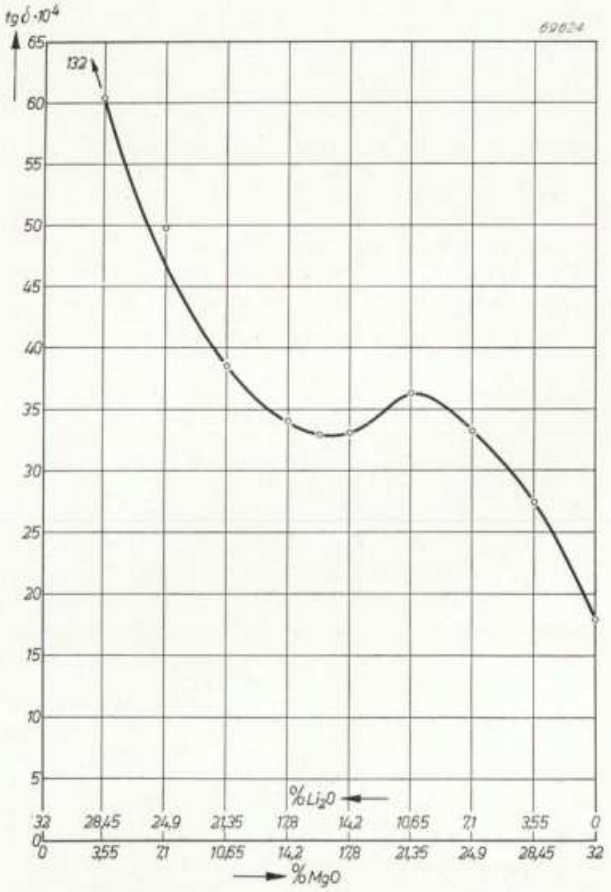


Fig. 13. Verloop van tg δ bij de frequentie $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz en bij kamertemperatuur van een serie glazen met de samenstelling 53,3% SiO_2, 10,2% PbO, 4,5% CaF_2 en 32% (Li_2O + MgO) als functie van het percentage MgO. Evenals bij fig. 4 is beschreven, neemt tg δ bij vervanging van een gedeelte der Li^+-ionen door Mg^{2+}-ionen eerst af, daar dan de structuur van het netwerk aan compactheid wint. Gaan wij door met het vergroten van het Mg^{2+}-gehalte, dan wordt de structuur weer ijler, en tg δ stijgt. Dit gaat niet monotoon door, in tegenstelling tot fig. 4, daar bij stijgende Mg^{2+}-concentratie een steeds toenemend gedeelte van de Mg^{2+}-ionen als netwerkvormersg aan fungeren, waarbij zij niet meer aan de relaxatieverliezen meedoen (en waarbij bovendien R daalt). tg δ gaat dan ook ten slotte weer dalen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

werkwijzigende positie aanwezig is, terwijl het uit de aard der zaak bijna niets tot deze soort verliezen bijdraagt als het in de netwerkvormende positie aanwezig is. Nu blijkt, dat wanneer het Mg^{2+}-ion in grote concentratie aanwezig is, het neiging vertoont meer en meer de netwerkvormende posities in te nemen; zulk een netwerk is arm aan zuurstofionen, zodat het Mg^{2+}-ion met succes kan concurreren tegen de aanwezige Si^{4+}-ionen. Dit effect wordt duidelijk gedemonstreerd in *fig. 13* (metingen bij $1{,}5 \cdot 10^6$ Hz), waarbij een vergelijking met fig. 4 uiterst instructief is. Terwijl in deze laatste figuur de diëlectrische verliezen het reeds besproken diepe minimum vertonen bij de middenconcentraties van Na^+- en Li^+-ionen, vertoont de kromme van fig. 13 (vervanging van twee Li^+-ionen door één Mg^{2+}-ion), bij kleine Mg-concentraties in het glas wel een analoog verloop, maar doordat

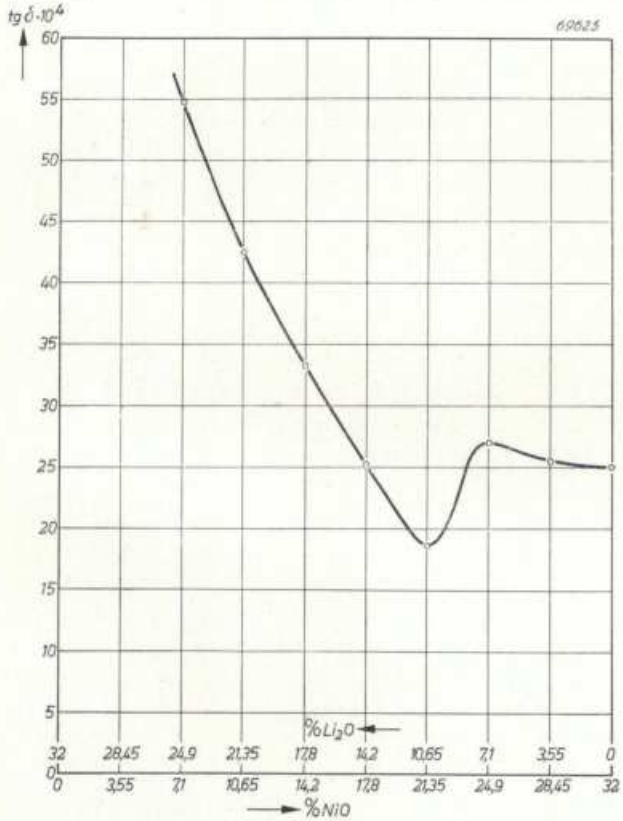


Fig. 14. Deze figuur heeft betrekking op een analoog glas als dat van fig. 13, alleen worden nu de Li^+-ionen niet door Mg^{2+}-ionen maar door Ni^{2+}-ionen vervangen. De kromme heeft een zelfde gedaante als die van fig. 13.

bij de hogere Mg^{2+}-concentraties een deel van de Mg^{2+}-ionen geen bijdrage meer levert, buigt de kromme om en eindigt ze op een zeer laag niveau. De overgang van de Mg^{2+}-ionen van netwerkwijzigende naar netwerkvormende posities brengt met zich mee, dat de waarde van R gaande naar rechts, daalt (in fig. 4 is R constant). Dit heeft op zichzelf al een extra verlaging van de verliezen ten gevolge.

Dat de hier gegeven voorstelling wel juist is, moge blijken uit *fig. 14*. Hier worden telkens twee Li^+-ionen vervangen door één Ni^{2+}-ion. De gevonden curve lijkt sterk op die van fig. 13, en in dit geval kan men uit de kleurverandering van de reeks onderzochte glazen inderdaad concluderen, dat, gaande naar rechts, steeds meer Ni^{2+}-ionen in de netwerkvormende posities geraken.

Ten slotte zij nog vermeld, dat, gemeten bij $f = 10^{10}$ Hz, de vervanging van twee Li^+-ionen door één Mg^{2+}-ion een kromme geeft die geen ombuiging vertoont, maar de normale vorm heeft met een diep minimum. Bij deze frequenties immers, waar de vibratieverliezen een rol spelen, doet het er niet toe, of het Mg^{2+}-ion een netwerkvormende dan wel een netwerkwijzigende positie inneemt. Ter illustratie verwijzen we naar de reeds behandelde figuur 8.

Samenvatting. De diëlectrische verliezen in glas zijn aan drieërlei oorzaken toe te schrijven: geleiding, nawerking en resonantie. De diverse soorten verliezen worden beschreven, waarbij naar voren komt dat de geleidingsverliezen slechts bij zeer lage frequenties en hoge temperaturen belangrijk zijn. De nawerkingsverliezen kunnen worden onderscheiden in de „relaxatieverliezen", die bij kamertemperatuur in het frequentiegebied 10^{-2} tot 10^6 Hz voorkomen, en die bij toenemende temperatuur naar hogere frequenties verschuiven, en in de „deformatieverliezen", die ongeveer evenredig met de frequentie zijn, en die speciaal bij lagere temperaturen belangrijk worden. De resonantie- of vibratieverliezen ten slotte komen vooral bij hogere frequenties (10^{10} - 10^{13} Hz) voor, en verschuiven waarschijnlijk bij toenemende temperatuur naar lagere frequenties. De invloed van de chemische samenstelling en de structuur van het glas op de diverse verliezen wordt nagegaan; speciale aandacht wordt geschonken aan de boraatglazen, waarin afhankelijk van de samenstelling een accumulatiegebied en een afbraakgebied kunnen worden onderscheiden. Aangegeven wordt op welke wijze men een vermindering van de verliezen in bepaalde frequentiegebieden kan bereiken, en enkele voorbeelden daarvan worden vermeld. Ten slotte wordt aangeduid hoe uit de diëlectrische verliezen aanwijzingen kunnen worden verkregen omtrent structuurveranderingen in een glas bij variërende samenstelling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIFKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1972: N. W. H. Addink: Quantitative spectrochemical analysis by means of the direct current argon arc, II. Biological materials. A possible correlation between the zinc content of liver and blood and the cancer problem (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **70**, 168-181, 1951, No. 2).

Voor de inhoud van dit artikel zie deze overzichten No. **1947**.

1973: N. W. H. Addink: The degree of imperfection of crystals (Rec. Trav. chim. Pays-Bas, **70**, 202-208, 1951, No. 2).

De waarden van het getal van Avogadro, N, afgeleid uit dichtheidsmetingen, gecombineerd met röntgenbuigingsopnamen aan kristallen, vertonen onderlinge afwijkingen. De schrijver betoogt dat de laagste waarden (diamant, kwarts, calciet, KCl uit oplossing) de juiste zijn en dat hogere waarden (Se, PbO (rood), Sn, diverse andere metalen, PbO (geel)) het gevolg zijn van de onvolmaaktheid der kristallen (te kleine dichtheid). Als waarde van N (chem.) wordt gevonden $(6{,}0228 \pm 0{,}0014)10^{23}$ atomen/gramatoom, terwijl Bearden (1951) bijv. opgeeft $(6{,}02402 \pm 0{,}00017)10^{23}$. Een bijzondere studie wordt gemaakt van het watergehalte van KCl-kristallen (uit oplossing en smelt) als functie van de verblijftijd in een exsiccator. Hieruit wordt een waarde van 6 μ afgeleid voor de afmeting van mozaiekblokken in uit de smelt verkregen kristallen.

1974: R. van der Veen: Influence of day length on the dormancy of some species of the genus Populus (Physiologica Plantarum **4**, 35-40, 1951).

Proefondervindelijk wordt bewezen dat de winterrust van de populier (Populus) alleen door de daglengte bepaald wordt. Bij lange dagen (14 uur en meer) gaan groei en ontwikkeling van jonge bladeren door; bij korte dagen (12 uur en minder) gaan de bomen de winterrust in, ongeacht de temperatuur. Bij 20 °C en 29 °C hadden alle acht onderzochte soorten hun groei beëindigd in minder dan 45 korte dagen; na 120 korte dagen hadden al deze bomen hun bladeren laten vallen en waren zij de complete winterrust ingegaan. Zie ook Philips techn. T. **13**, 369-375, 1951 (No. 12).

1975*: P. J. Bouma: Farbe und Farbwahrnehmung. Einführung in das Studium der Farbreize und Farbempfindungen. Uitg. N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Afd. voor techn. en wetensch. literatuur, 1951 (XVI + 358 blz., 113 fig.).

Duitse vertaling van het boek „Kleuren en Kleurindrukken"; zie deze overzichten No. **1704** en Philips techn. T. **9**, 159, 1947.

1976*: J. M. Stevels: Expériences et théories sur le facteur de puissance des verres en fonction de leur composition II (Verres et Réfractaires **5**, 4-14, 1951, No. 1).

Vertaling van **R 158**.

1977: A. J. W. M. van Overbeek: Voltage-controlled secondary-emission multipliers (Wireless Engineer **28**, 114-125, 1951, No. 331).

Levensduurmoeilijkheden bij versterkbuizen met secundaire emissie zijn overwonnen door gebruik te maken van een laag caesiumoxyde, waarvan de temperatuur 180 °C niet mag overschrijden. Diverse constructies van experimentele buizen worden aangegeven en de karakteristieke eigenschappen worden beschreven, in het bijzonder voor een buis met variabele steilheid en een buis met zeer grote steilheid. Het gebruik van buizen met secundair emitterende roosters wordt besproken alsmede enkele schakelingen waarbij buizen met secundaire emissie buitengewone voordelen bieden, in het bijzonder generatoren voor sinusoïdale en niet-sinusoïdale trillingen en monostabiele en bistabiele trekkerschakelingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!